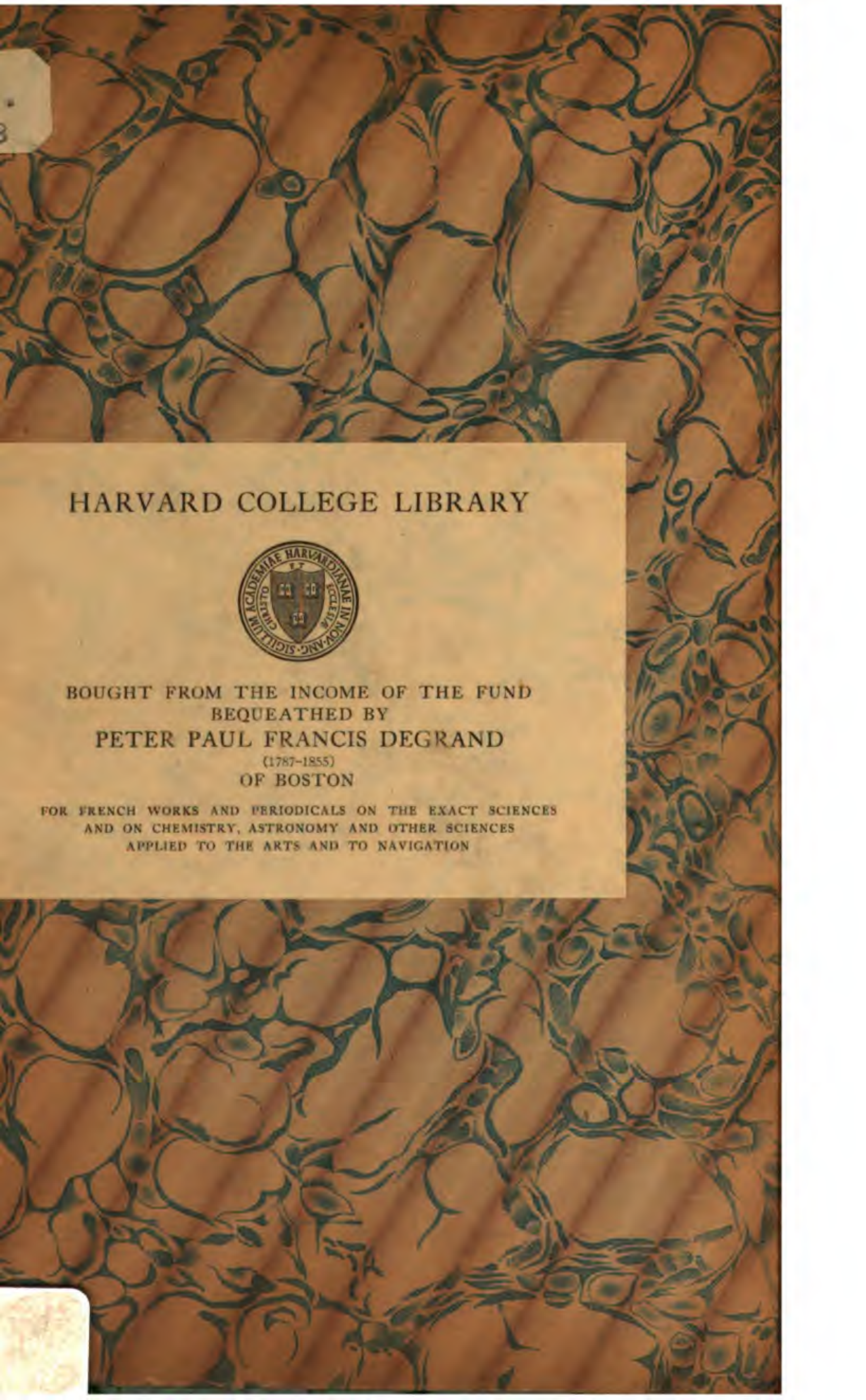
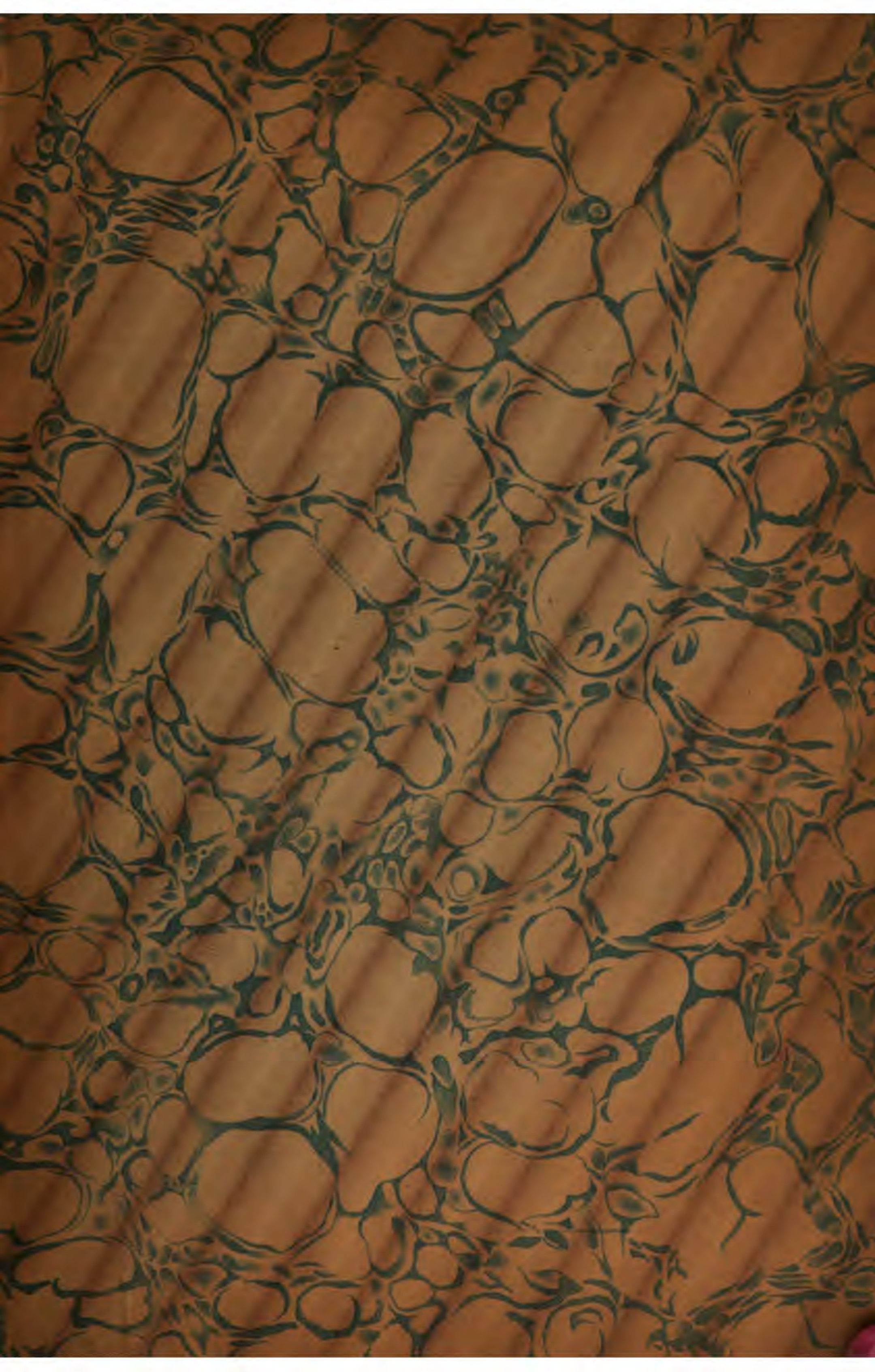


HARVARD COLLEGE LIBRARY
SIGILLUM ACADEMIAE HARVARDINAE IN NOV-ANG.
CHRISTO ET ECCLESIAE
BOUGHT FROM THE INCOME OF THE FUND
BEQUEATHED BY
PETER PAUL FRANCIS DEGRAND
(1787-1855)
OF BOSTON
FOR FRENCH WORKS AND PERIODICALS ON THE EXACT SCIENCES
AND ON CHEMISTRY, ASTRONOMY AND OTHER SCIENCES
APPLIED TO THE ARTS AND TO NAVIGATION



SOCIÉTÉ FRANÇAISE

DE PHYSIQUE.

ANNÉE 1888.

PARIS. — IMPRIMERIE GAUTHIER-VILLARS ET FILS,

14139 Quai des Grands-Augustins, 55.

SÉANCES

DE LA

SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE,

RECONNUE COMME ÉTABLISSEMENT D'UTILITÉ PUBLIQUE
PAR DÉCRET DU 15 JANVIER 1881.

ANNÉE 1888.

PARIS,
AU SIÈGE DE LA SOCIÉTÉ,
44, RUE DE RENNES, 44.

—

1888

William Grosseteste
Ingénieur

SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE.

SÉANCE DU 6 JANVIER 1888.

PRÉSIDENCE DE M. WOLF ET DE M. DE ROMILLY.

La séance est ouverte à 8 heures et demie.

Le procès-verbal de la séance du 16 décembre 1887 est lu et adopté.

Sont élus Membres de la Société :

MM. CHASSAGNY, Agrégé préparateur à l'École Normale supérieure.
THOUVENEL, Professeur au Lycée de Vanves.

M. DUFET donne lecture du Rapport de la Commission des Comptes sur l'exercice de 1887. Les comptes sont approuvés et des remerciements sont adressés à M. le Trésorier.

M. le PRÉSIDENT déclare le scrutin ouvert pour la nomination du Vice-Président, du Vice-Secrétaire, de deux Membres pour la Commission du *Bulletin* et pour le renouvellement partiel du Conseil.

Sont élus :

Vice-Président : M. E. MASCART.
Vice-Secrétaire : M. A. LEDUC.
Membres de la Commission du Bulletin : MM. BOUTY et POTIER.

Sont élus Membres du Conseil pour une période de trois années :

Membres résidants.	*Membres non résidants.*
MM. BECQUEREL (H.),	MM. BAILLAUD (Toulouse),
BERGER (G.),	BELLATI (Padoue),
BERTRAND (J.),	ELIE (Abbeville),
LE CHATELIER (H.).	STOLETOW (Moscou).

M. WOLF, avant de quitter le fauteuil de la Présidence, rend compte des Travaux de la Société pendant l'année qui vient de s'écouler, puis cède la Présidence à M. de ROMILLY, Président pour l'année 1888.

En prenant place au fauteuil, M. DE ROMILLY remercie la Société en ces termes :

« Messieurs, permettez-moi, avant d'entrer en fonctions, de vous dire combien il était loin de ma pensée d'ambitionner un siège occupé successivement par tant de physiciens éminents. Cet honneur, je le dois à votre seule bienveillance. J'en suis profondément reconnaissant, je vous en remercie bien vivement. Je veux aussi remercier mon éloquent prédécesseur des paroles beaucoup trop indulgentes qu'il a prononcées pour me faire accueil.

» Vous avez voulu, Messieurs, que tous les groupes qui composent notre Société fussent tour à tour représentés dans la suite de vos Présidents, et vous n'avez pas dédaigné de pousser jusqu'à l'humble groupe des simples amateurs. C'est un acte de courtoisie bien française, partant, qui n'a pas lieu d'étonner de la Société française de Physique. Mais j'y vois quelque chose de plus élevé... j'y sens cet esprit de bonne confraternité, mieux encore, de fraternité véritable qui est la caractéristique morale de notre Société. C'est cette franche cordialité qui en fait le charme et, croyez-moi, qui en assure la durée.

» Hé bien! Messieurs, puisque, grâce à vous, il m'est donné de représenter le groupe des amateurs, je veux déclarer en leur nom qu'ici amateur ne signifie pas seulement qui aime la Physique, mais qui aime la Physique et la Société de Physique. »

M. VIOLLE expose les résultats de ses recherches sur différentes propriétés de l'argent liquide à la température de fusion.

I. Il a d'abord étudié avec ce liquide la polarisation par émission, indiquée par Arago, mais un peu délaissée depuis, sans doute à cause de la difficulté d'avoir une surface incandescente bien nette. Le photopolarimètre de M. Cornu a montré une polarisation régulièrement croissante de 0° à 80°, et peu variable au delà : la proportion p_e de lumière polarisée contenue dans le faisceau émis par l'argent liquide est 0,17 sous l'angle de 30°, 0,33 sous l'angle de 45°, 0,55 sous l'angle de 60°, 0,77 sous l'angle de 75°, 0,84 sous l'angle de 85°. La formule

$$p_e = (1 - \cos i)\left(1 + \cos 75 + \frac{i}{5}\right)$$

représente convenablement l'ensemble des observations.

II. Il a cherché ensuite à comparer les énergies totales rayonnées par l'argent et le platine à leurs températures de fusion. En recevant dans chaque cas le rayonnement sur la face enfumée d'une pile thermo-électrique et en équilibrant cette action au moyen d'un œil de chat placé devant la région constante d'une lampe à pétrole, il a trouvé que le rayonnement total du platine fondant est 54 fois celui de l'argent fondant. Le rapport des intensités lumineuses est 20 fois plus grand.

M. Wolf fait remarquer l'intérêt que présentent les expériences de M. Violle au point de vue de la Physique céleste. La plupart des astronomes admettent la constitution nuageuse de la photosphère solaire, en se fondant sur les expériences d'Arago, d'après lesquelles, *sous l'incidence rasante*, la lumière émise par la flamme d'une bougie ou du gaz n'est pas polarisée, tandis qu'il y a des traces de polarisation dans celle qu'émet un solide ou un liquide incandescent. Pour expliquer comment la lumière des bords du Soleil n'est pas polarisée, les rares astronomes qui admettent encore l'état liquide du noyau solaire invoquent les vagues soulevées à la surface de cette mer de feu; la lumière n'en émane plus sous l'incidence rasante. Mais les expériences de M. Violle nous apprennent que la proportion de lumière polarisée est très sensible sous toutes les incidences. Leur dernier refuge est enlevé aux partisans de la liquidité du Soleil.

Les mesures photométriques de M. Violle et l'énorme accroissement de la radiation lumineuse qu'elles démontrent quand la température passe de la fusion de l'argent à celle du platine sont aussi des points fort intéressants pour l'étude de la température solaire. M. Violle ferait œuvre très utile en mesurant cette radiation à différentes températures pour un même corps.

M. Wolf signale un procédé expérimental employé par M. Campbell pour rendre visible par projection la déviation du pendule de Foucault (*Atti dei Lincei*, t. XIII, 1881-82, p. 126). La pointe du pendule est remplacée par un aimant cylindrique vertical, au-dessous duquel on dispose horizontalement un barreau magnétique, mais non aimanté, très léger et mobile sur une pointe. Ce barreau porte un miroir plan sur lequel se réfléchit un faisceau lumineux. On fait osciller le pendule dans le plan vertical qui contient le barreau, et celui-ci, suivant la déviation progressive du pendule, le rend très sensible par la déviation du faisceau réfléchi.

RAPPORT DE LA COMMISSION DES COMPTES

SUR L'EXERCICE 1887.

La Commission, après s'être fait présenter les pièces de comptabilité et avoir vérifié l'état de la caisse, a pu, d'après les renseignements et les documents fournis par M. le Trésorier, établir ainsi qu'il suit la situation financière de la Société.

Recettes.

En caisse à l'ouverture de l'exercice (1er janvier 1887).........	fr 535,40
Produit des cotisations....................................	6714,05
Droits d'entrée..	160,00
Versements entiers ou partiels de souscriptions perpétuelles...	1580,00
Intérêts du capital placé..................................	1038,35
Produit de la vente des publications de la Société............	1437,75
Dons...	8481,10
	19946,65

Dépenses.

Loyer du siège social......................................	fr 600,00
Traitement de l'agent de la Société.........................	1600,00
Indemnité au même pour le Catalogue de la Bibliothèque......	200,00
Abonnements aux journaux scientifiques et reliure...........	366,05
Achat de livres..	48,75
Bibliothèque circulante....................................	82,90
Frais de bureau et frais divers (étrennes, etc.)............	732,80
Recouvrement des cotisations................................	198,30
Frais d'expériences pour les séances........................	71,00
Séance de la Pentecôte.....................................	677,50
Gravure et distribution du *Bulletin* des séances............	484,35
Agent de change..	28,70
Gravure pour la collection des Mémoires de Physique.........	439,00
Achat de 16 obligations du chemin de fer du Midi à raison de 394fr,125 l'une..........	6306,00
Payé à M. Gauthier-Villars le solde de tous ses Mémoires jusqu'au 1er novembre 1887. (*Suit le détail.*).................	6635,60
	18470,95
Excédent des recettes sur les dépenses (reste en caisse au 1er janvier 1888)..........	1475,70

Détail des comptes relatifs à nos publications.

Complément de l'impression et du tirage du 2e fascicule du *Bulletin* de nos séances (novembre à décembre 1885).......	fr 271,90
Fascicule de janvier à juillet 1886.........................	1205,70
Impression et affranchissement des ordres du jour de nos séances de novembre 1885 à juillet 1886..........	947,85
Expédition de volumes des tomes I et II de la collection des Mémoires..........	233,75
Circulaire, règlement intérieur, liste des Membres...........	145,05
A reporter	2804,25

Report.........	fr 2804,25
Bulletin des séances de juillet à décembre 1886..............	890,75
» » de janvier à avril 1887.................	792,40
» » d'avril à juillet 1887....................	747,00
Expédition de volumes des tomes I, II et III de la collection des Mémoires...	266,95
Cartes de Sociétaire, liste des Membres de la Société (décembre 1886)..	51,40
Statuts de la Société, circulaires...........................	49,80
Impression et affranchissement des ordres du jour de nos séances de novembre 1886 à juillet 1887..........................	1033,05
	6635,60

Situation.

Actif.

60 obligations nominatives du chemin de fer du Midi (prix d'achat), certificats nos 91729 et 110337......................	fr 21360,25
10 obligations nominatives du chemin de fer du Midi (prix d'achat), certificat n° 118297..............................	3941,25
12 obligations au porteur du chemin de fer du Midi, déposées à la Banque de France, certificat n° 276708 au nom du Trésorier (prix d'achat)..	4272,05
6 obligations au porteur du chemin de fer du Midi, déposées à la Banque de France, certificat nos 1275478 à 1275480 et 185901 à 185903 (prix d'achat)................................	2364,75
Espèces en caisse..	1475,70
Volumes en dépôt chez M. Gauthier-Villars { Coulomb ... 741 ; Ampère I... 840 ; Ampère II.. 1008 ; total 2589 } à 6fr le volume.	15534,00
	48948,00
Il convient d'ajouter à ce chiffre les cotisations à recouvrer, et qui ne peuvent être l'objet que d'un calcul approximatif, et que, d'accord avec M. le Trésorier, nous avons évaluées à....	2400,00
Ce qui porte notre actif à la somme de......................	51348,00

Passif.

Le passif est nul, toutes les factures présentées jusqu'à ce jour ayant été réglées. Elles représentent les dépenses de la Société jusqu'au 1er novembre 1887.

Statistique.

D'après les renseignements qui ont été fournis par M. le Trésorier,

la Société française de Physique comptait au 31 décembre dernier 695 Membres, dont :

10	Membres honoraires,		
368	»	habitant	Paris ou le département de la Seine,
233	»	»	la province ou les colonies,
94	»	»	l'étranger.

Parmi ces Membres, les Souscripteurs perpétuels sont au nombre de :

84 ayant versé	200fr	16800fr
9 » »	150	1350
6 » »	100	600
5 » »	50	250
La Société a perdu 18 membres perpétuels décédés ayant versé.		3600

La Commission des Comptes, ayant ainsi établi le résumé des comptes de recettes et de dépenses pour l'exercice 1887, en propose l'approbation à la Société.

Les Membres de la Commission des Comptes,

E. Cael, G. Dufet, J. Violle.

ALLOCUTION DU PRÉSIDENT.

Messieurs,

Arrivé au terme du mandat dont votre confiance m'avait honoré et dont votre constante bienveillance m'a rendu l'accomplissement facile, j'ai le devoir de vous inviter à porter un regard sur l'année qui vient de s'écouler, de vous rappeler les pertes qu'a subies notre Société, les gains qu'elle a faits, les conquêtes nouvelles que la Science doit à vos travaux. Une sage et salutaire coutume nous impose cette sorte d'examen de conscience annuel; mais, pour qu'il soit profitable, il ne faut pas qu'il se borne à établir le bilan commercial de nos affaires ; je ne dois pas me contenter de vous faire la nomenclature des faits scientifiques ou autres qui ont marqué la quinzième année de l'existence de notre Société : vous la trouverez beaucoup plus complète dans la série maintenant pu-

bliée des procès-verbaux de nos séances. Il nous faut, de cet examen annuel, tirer des enseignements utiles sur la direction vers laquelle doivent se porter nos efforts. La Société française de Physique a conquis une grande place dans la Science par vos travaux et ceux de vos devanciers; il importe à son avenir et à la gloire de notre pays qu'elle ne laisse inculte aucune des régions du domaine si vaste de la Physique, et que nous fassions tous nos efforts pour donner à nos séances le plus d'attrait, afin d'amener à nous de nouvelles recrues.

Notre regretté collègue, Alfred Terquem, pendant la période active de sa vie, brusquement tranchée par un coup qu'il a attendu deux ans avec un courage stoïque, s'était voué à l'étude de l'Acoustique, jadis si florissante en France par les travaux de Savart, de Biot, de Dulong, de Regnault, de Lissajous; et, à leur suite, il s'était fait un nom estimé par ses Mémoires sur les vibrations des verges et la composition des mouvements vibratoires. Un autre de nos collègues, Bourget, enlevé aussi cette année, à côté de nombreux et importants travaux de Mécanique céleste, avait mené à bien des études théoriques et expérimentales sur les vibrations des membranes. Or, si vous ouvrez aujourd'hui les procès-verbaux de nos séances, vous constaterez que l'Acoustique ne compte plus chez nous qu'un bien petit nombre d'adeptes fidèles, je dirai presque un seul. Un seul, et des plus ingénieux sans doute : vous vous rappelez avoir vu, à notre exposition annuelle, cette curieuse invention, grâce à laquelle des sons différents transmis simultanément par un même fil téléphonique se résolvaient à l'arrivée dans autant de récepteurs distincts. Mais le champ de l'Acoustique est si vaste, les théories de l'élasticité ont été si bien établies par les géomètres, qu'il y a place pour de nombreux travailleurs auprès et à la suite de M. Mercadier. Je souhaite vivement que mon appel soit entendu de nos jeunes physiciens.

Je n'ai point à faire la même invitation pour aucune des autres branches de la Physique. Toutes sont cultivées avec ardeur, et dans la liste des chercheurs qui sont venus nous exposer leurs travaux, nous avons vu souvent les plus jeunes se poser dès leurs débuts en maîtres de la Science. Nous avons entendu cette année de nombreuses et importantes communications. N'attendez pas de moi, Messieurs, que je vous les rappelle : les publications de la

Société, qui sont à jour, vous en donnent la liste complète, et je ne me sens pas l'autorité nécessaire pour y faire un choix. J'aime mieux rester fidèle au programme que je me suis tracé en commençant : nos séances sont intéressantes, elles sont suivies avec assiduité; sont-elles aussi intéressantes qu'elles pourraient l'être? Lorsque ma pensée se reporte aux réunions qui ont précédé la création de notre Société, son établissement sous la forme officielle; lorsque je me retrouve au café Voltaire, à l'École Normale, à la salle Gerson, je me rappelle que chaque Communication était suivie, souvent même interrompue par des questions, des causeries, des discussions parfois fort vives, toujours amicales et toujours instructives. Aujourd'hui, ne vous semble-t-il pas que la forme officielle et académique prédomine un peu trop dans nos séances? Que la crainte de laisser échapper... une bêtise, comme me le disait un jour un de mes plus illustres Confrères de l'Académie, ferme trop souvent la bouche à ceux d'entre nous que la spécialité de leurs études a éloignés de la question que l'on vient de traiter, et sur laquelle pourtant ils seraient heureux d'obtenir des clartés? Chacun de nous est un maître dans sa partie, mais serait avide de s'instruire des autres. N'y aurait-il pas profit pour tous à ce que chacun condescendît tour à tour à se faire le professeur de ses collègues, quitte une autre fois à devenir élève à son tour?

Ces causeries intimes, ces questions indiscrètes font, à mon sens, le charme et l'utilité principale de notre séance annuelle et de notre exposition. Là, on va d'appareil en appareil, examinant, interrogeant, et vous savez tous quel profit nous retirons de ces réunions qui ne reviennent malheureusement qu'une fois l'an. Cette année encore, notre exposition a été particulièrement brillante et fructueuse. Nous le devons d'abord à la généreuse habitude qu'ont prise MM. Weyher et Richemont, MM. Sautter et Lemonnier de nous fournir gratuitement la force et l'électricité pour l'alimentation des lampes de M. Cance. Nos remercîments sont allés déjà et iront encore en premier lieu à ces Messieurs. Ils iront ensuite à tous les savants, à tous les constructeurs qui ont bien voulu contribuer à l'éclat de notre exposition, et dont les noms figurent dans la liste publiée aux comptes rendus de nos séances. Ils iront enfin, plus chaleureux encore et surtout plus affectueux, à l'organisateur infatigable de notre session annuelle, à

notre Secrétaire général, dont le zèle et le dévouement semblent grandir en même temps que l'expérience acquise.

Un appareil du plus haut intérêt ne pouvait être transporté dans nos salles. Vous êtes allé chez M. Mercklin visiter le grand orgue électrique dans lequel cet habile facteur a résumé, en les perfectionnant, tous les progrès accomplis dans la construction des orgues et l'application de l'abrégé électro-pneumatique par Barker, M. Férat, MM. Schmoelé et Mols; et vous êtes partis convaincus, je l'espère, qu'une nouvelle application de l'électricité est sortie de l'enfance et doit désormais prendre place parmi les conquêtes de l'Industrie moderne. J'aurai bientôt l'honneur de vous inviter à l'audition, dans l'Église Saint-Jacques du Haut-Pas, des orgues de chœur et de tribune restaurées et reliées électriquement, de façon que le même organiste pourra les faire résonner ensemble ou séparément. Il y a, dans cet accouplement et dans l'audition simultanée de deux instruments placés à des distances très différentes de l'oreille, des phénomènes et des problèmes qui intéresseront certainement les acousticiens.

La date de la séance générale a dû être changée cette année, en raison du transfert à la Pentecôte de la réunion des Sociétés savantes à la Sorbonne. Nous n'avons fait ce changement qu'après vous avoir consulté par un plébiscite qui, si j'ai bonne mémoire, a donné une voix de majorité en faveur de la nouvelle date. Les sentiments sont donc bien partagés sur la question de savoir si nous devons conserver l'ancienne tradition ou la changer. Le résultat de l'essai tenté l'an dernier, qui nous a amené, me semble-t-il, un nombre moindre que d'habitude de nos Collègues de province, paraît indiquer qu'il y a lieu de réfléchir avant d'adopter définitivement la nouvelle date. C'est un point que je livre aux méditations de mon honorable successeur et de votre Conseil. Et c'est un point d'une haute importance, car il touche au recrutement, et par conséquent à l'avenir de notre Société.

Mon éminent prédécesseur dans ce fauteuil, M. le colonel Sebert, vous signalait déjà, il y a deux ans, le nombre trop restreint des nouveaux adhérents qui viennent à nous chaque année, et même un ralentissement dans la progression de notre développement. Je dois à mon tour appeler votre attention sur ce point et réchauffer votre zèle de propagande. En avril 1884, nous comptions

625 membres; en juin 1885, 643; à la fin de décembre 1886, 679 et au 31 décembre 1887, 692. Je prends ces nombres dans les listes publiées par les soins de notre secrétaire général. L'augmentation réelle du nombre des membres de la Société a donc été de 18 de 1884 à 1885, de 36 en 1886 et de 13 seulement en 1887. Et cependant il est venu à nous cette année 40 membres nouveaux.

Notre situation est bonne sans doute, le Rapport que vous a présenté la Commission des comptes en fait foi. Mais il est à prévoir qu'à mesure que la Société avancera en âge le nombre de ses pertes deviendra de plus en plus grand. Il faut donc dès maintenant pourvoir à remplir les vides en attirant à nous des recrues dont le nombre devra aller aussi en croissant. Le Verrier, lorsqu'il fonda l'Association scientifique de France, imposa à chaque membre l'obligation d'amener après lui deux adhérents nouveaux. Je ne vous demande pas autant : que chacun de vous essaye d'en recruter un seul, et nous serons assurés de combler nos vides.

Cette année 1887 a vu disparaître de nos rangs, outre Alfred Terquem et Bourget, M. Blavier, ancien Président de la Société en 1878, le chef de cette nombreuse pléiade d'ingénieurs des télégraphes qui sont une des forces de notre compagnie; M. Ferdinand Marius Alexis, Inspecteur des Postes et Télégraphes, à Marseille; M. Béclard, Doyen de la Faculté de Médecine et Professeur de Physiologie, qui avait dès l'origine apporté à notre Société naissante l'appui et l'illustration de son nom; M. Hugoniot, Capitaine d'Artillerie de marine, que nous entendions, dans la séance du 7 janvier, exposer ses importants travaux sur la Dynamique des gaz et des vapeurs et qui succombait quelques jours après, foudroyé par un excès de travail intellectuel. Vous vous rappelez encore la lettre émue et touchante par laquelle son chef immédiat, le Colonel Sebert, nous annonçait, le 18 février, la mort de son éminent collaborateur. Puis, ce sont les noms de Thollon, Gaiffe, Barbier, Couvreux, Gower, Pérot, Bertholomey, à chacun desquels, savant éminent, constructeur et dessinateur habiles, ou amateur plus modeste, mais non moins dévoué, de notre Science, votre Président a rendu en son temps l'hommage d'un pieux souvenir.

Nous avons craint, Messieurs, il y a trois jours, d'avoir à ajouter à cette liste un nom qui nous est bien cher; M. Raynaud, Directeur

de l'École supérieure de télégraphie, venait de tomber sous la balle d'un misérable. Je voudrais pouvoir vous dire que notre Collègue est en bonne voie de rétablissement. Puisse le témoignage de votre sympathie apporter un adoucissement à ses souffrances et contribuer à lui rendre la santé (¹).

Il me reste à vous parler, Messieurs, de notre bibliothèque et de nos publications. Grâce au don généreux de M. Guébhard, qui a fait abandon à la Société de ses appointements d'Agrégé de la Faculté de Médecine à partir de janvier 1887, notre bibliothèque circulante prend chaque jour plus d'extension. Elle est, vous le savez, notre lien le plus efficace avec nos Collègues de la province, et votre Conseil met tous ses soins à l'enrichir.

Au sujet des trois Volumes de Mémoires déjà publiés, j'ai à vous annoncer une bonne nouvelle : le compte que vient de remettre M. Gauthier-Villars porte à notre avoir un gain de plus de 1400^{fr} provenant de la vente de ces volumes. Nous faisons une bonne affaire par ces publications, en même temps qu'une œuvre utile.

Votre Conseil a décidé la publication d'un volume qui sera bien précieux pour tous les travailleurs, un Recueil des constantes les plus employées en Physique. Ces nombres, dont on a constamment besoin, sont aujourd'hui dispersés dans de nombreux Mémoires qu'on n'a pas toujours sous la main; et les eût-on, il resterait encore à choisir, parmi les valeurs diverses d'une même constante données par les différents auteurs, celle qui présente le plus de garanties d'exactitude. C'est ce double travail de recherche et de critique que nous voulons éviter au physicien, en lui donnant des tables dont chaque nombre sera, sous la responsabilité d'un maître en la matière, le plus sûr et le plus exact. Nous nous bornerons pour cette année à un seul volume; il n'est pas douteux que l'utilité d'un pareil travail ne nous amène plus tard à en publier d'autres, malgré l'énorme labeur qu'il impose à ceux de nos Collègues qui veulent bien s'en charger.

J'ai livré à l'impression tous les matériaux qui doivent composer le Recueil des Travaux et Mémoires sur le Pendule. Ce

(¹) Ces vœux ne se sont pas réalisés : M. Raynaud a succombé le 10 janvier.

Recueil sera formé de deux Volumes renfermant d'abord une introduction historique et la liste bibliographique, aussi complète qu'il m'a été possible de la faire, des Ouvrages et Mémoires publiés sur la théorie et les applications du Pendule, depuis Galilée jusqu'à la fin de 1885. Cette bibliographie donne, non seulement les titres, mais des citations souvent étendues des principaux Mémoires, particulièrement en ce qui concerne les Ouvrages anciens. Viendront ensuite les Mémoires de La Condamine, Borda, Kater, Bessel, Sabine, Baily et M. Stokes.

La publication de nos Volumes et en particulier du Recueil des constantes, sera grandement facilitée par un nouveau don de 5000fr, qu'un bienfaiteur anonyme a fait cette année encore à la Société. Ce généreux donateur a bien compris le rôle capital que doivent jouer, dans le développement de notre œuvre, les publications que nous avons entreprises. Vous vous joindrez à moi, Messieurs, pour lui envoyer nos plus chaleureux remerciements derrière le voile sous lequel il lui plaît d'abriter sa modestie et sa munificence.

Vos suffrages ont appelé à la Présidence pour l'année 1888 un de nos Collègues les plus aimés, dont la voix dans notre Conseil est toujours écoutée avec la déférence due à sa grande autorité et dont les travaux ont souvent intéressé vivement nos séances. C'est avec confiance que je remets entre ses mains habiles et généreuses le gouvernement de notre Société. Je quitte ce fauteuil, profondément reconnaissant de l'honneur que vous m'avez fait en m'y appelant, et j'invite M. de Romilly à y prendre place.

Comparaison des énergies totales émises par le platine et l'argent fondants; par M. J. Violle.

Le rayonnement d'un corps se compose de radiations simples qui sont à la fois fonction de la longueur d'onde λ et de la température T.

J'ai étudié jadis [1], sur le platine incandescent, la manière

(1) *Comptes rendus*, années 1879-1881, et *Annales de Chimie et de Physique*, (6), t. III, p. 373; 1884.

dont varient les intensités lumineuses des radiations simples C, D, E, F, de 775° à 1775°.

Le Tableau suivant résume cette étude :

Températures.	$\lambda = 656$. C.	$\lambda = 589$. D.	$\lambda = 535$. ($E = 527$).	$\lambda = 482$. ($F = 486$).
Intensités rapportées à la carcel normale.				
775°	0,00300	0,00060	0,00030	»
954	0,01544	0,01105	0,00715(?)	»
1045	0,0505	0,0402	0,0265	0,0162
1500	2,371	2,417	2,198	1,894
1775	7,829	8,932	9,759	12,16
Intensités absolues.				
775	0,0004	0,00007	0,00003	»
954	0,0020	0,0012	0,0007	»
1045	0,0064	0,0045	0,0027	0,0013
1500	0,303	0,271	0,225	0,156
1775	1	1	1	1

J'ai trouvé en outre que la loi du rayonnement était bien représentée entre 0° et 1775° par la formule

$$I = mT b^{T^2} a^T,$$

où I est l'intensité d'une radiation simple, T la température absolue, b un paramètre constant 0,9999938, et a une fonction linéaire de λ, $a = 1,03550 - 13\lambda$ (la longueur d'onde étant exprimée en millimètres); m est un coefficient spécial caractérisant l'intensité de la radiation considérée. Si ce coefficient était connu, l'énergie du flux total serait donnée par la somme

$$R = T b^{T^2} \sum_{\lambda_0}^{\lambda_n} m a^T \delta\lambda.$$

Mais cette énergie peut être mesurée directement en l'absorbant par le noir de fumée. J'ai déterminé ainsi le rapport des énergies totales émises par le platine et l'argent fondants.

L'un des métaux était introduit dans la petite *lampe au dixième* de M. Siemens, laquelle consiste essentiellement en une boîte percée d'un trou de $0^{cmq},1$: immédiatement derrière ce trou est placé le métal réduit en un ruban mince que traverse un courant

électrique. On élève graduellement le courant jusqu'à provoquer la fusion du ruban métallique. L'expérience consiste à recevoir le rayonnement sur la surface enfumée d'une pile thermo-électrique et à l'équilibrer par un autre rayonnement variant suivant une loi connue. Par cette méthode au zéro, on évite les difficultés des mesures thermo-électriques, et le galvanomètre, fonctionnant simplement comme galvanoscope, n'a besoin que de sensibilité. On s'est servi d'un galvanomètre Thomson. La source compensatrice était une lampe à pétrole placée derrière un *œil de chat*. Au moyen d'une deuxième lampe dont l'action variait suivant la raison inverse du carré de la distance, on s'était assuré que, dans les limites de l'expérience, la réduction par l'œil de chat était exactement proportionnelle à la diminution de la surface active. Il suffisait donc de mesurer les ouvertures nécessaires pour équilibrer les deux rayonnements.

On a trouvé ainsi que le rayonnement total du platine fondant est 54 fois celui de l'argent fondant.

Ce rapport des énergies totales, bien que déjà grand, est cependant beaucoup moindre que celui des intensités lumineuses, lequel (autant qu'on peut le définir par un seul nombre) est supérieur à 1000. Pour essayer de comparer les intensités lumineuses des deux sources, j'ai employé comme intermédiaire la lampe Hefner-Alteneck à acétate d'amyle, laquelle vaut à très peu près $\frac{1}{20}$ (j'ai trouvé 1 Hefner = 0,0513 Violle). Or la radiation de 1^{cmq} d'argent fondant est inférieure à $\frac{1}{50}$ Hefner. L'intensité lumineuse du platine fondant est donc plus de 1000 fois celle de l'argent fondant.

POLARISATION PAR ÉMISSION;

PAR M. J. VIOLLE.

Découverte par Arago (¹), la polarisation par émission n'a été, jusqu'à présent, que fort peu étudiée, sans doute à cause de la difficulté d'avoir des surfaces dans un état physique bien défini.

(¹) ARAGO, *Œuvres complètes* (édition Barral), t. VII, p. 403, et t. XII, p. 439.

Des recherches antérieures m'ayant amené à opérer sur des bains d'argent pur à la température de fusion, j'ai cherché à mesurer la proportion de lumière polarisée p_e contenue dans le faisceau émis par l'argent liquide sous différentes inclinaisons i. J'ai employé avantageusement, à cet effet, le photopolarimètre de M. Cornu [1].

La lumière à analyser pénètre dans l'appareil par un trou carré dont un prisme de Wollaston donne deux images polarisées à angle droit que l'on examine à travers un nicol. Les dimensions du trou sont telles que les deux images sont exactement contiguës; on les amène à l'égalité par une rotation convenable du nicol. La proportion de lumière polarisée contenue dans le faisceau est

$$p = -\cos 2\omega,$$

ω étant l'angle que fait le plan de polarisation du nicol avec le plan de polarisation de l'image primitivement la plus intense.

Si celui-ci n'est pas connu, il suffit de répéter l'observation après avoir tourné l'appareil tout entier sur lui-même d'un angle droit : ω_1 et ω_2 étant les deux lectures successives à partir d'une origine quelconque, on a

$$p = \sin(\omega_2 - \omega_1).$$

Je trouve, par exemple, sous l'angle de 30°, en donnant successivement à l'appareil les quatre positions principales (image extraordinaire en haut, à gauche, en bas, à droite de l'image ordinaire), et en déterminant dans chaque position les quatre azimuts d'égalité, les nombres qui suivent, lesquels sont les moyennes de plusieurs lectures.

Première position	61°,6	58°,5	59°,3	58°,2	59,4		
Deuxième position.....	49,5	50	48,6	51,1	49,8	49,88	9,60
Troisième position.....	41	40	40	40,4	40,35	49,88	9,45
Quatrième position....	49	50,4	49,7	50,8	49,97		9,62
							9,43
	50,27	49,72	49,4	50,13	49,88		
					40,12 (2)		
		49,84	49,92		9,76		9,53
						9,65	

(1) Cornu, *Compte rendu de la onzième session de l'Association française* (la Rochelle, 1882), p. 253.

(2) 40,12 = 90 — 49,88.

Cette manière d'opérer élimine les erreurs d'ajustage : $\omega_2 - \omega_1$ est fourni par la moyenne des quatre nombres contenus dans la dernière colonne verticale. Les moyennes horizontales et verticales donnent ω. D'après ce qui précède, la proportion de lumière polarisée dans le faisceau étudié est

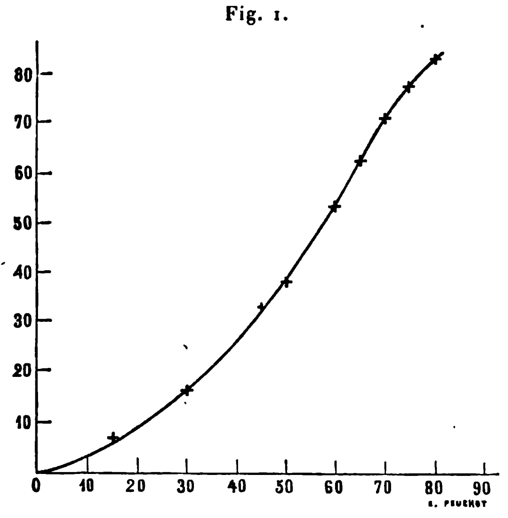
$$\sin 9°,65 = 0,168.$$

Le Tableau suivant résume les mesures :

i.	p_e.
15°	0,065
30	168
45	330
50	383
60	546
65	630
70	708
75	770
80	826
85	0,839 (?)

Les quantités ainsi obtenues dessinent une courbe régulière

Fig. 1.



qui est presque exactement représentée, dans toute l'étendue des observations, par la formule très simple

$$p_e = (1 - \cos i)\left[1 + \cos\left(75 + \frac{i}{5}\right)\right].$$

On a, en effet,

i.	p_e prise sur la courbe.	p_e calculée.
0°	»	0
15	0,060	0,041
30	168	155
35	211	206
40	262	263
45	320	324
50	389	388
55	464	455
60	546	526
65	627	597
70	705	669
75	770	741
80	823	810
85	0,842	0,880

Ces nombres mettant en évidence une polarisation énergique, il n'est pas inutile d'en chercher une vérification indirecte dans les phénomènes déjà connus.

Soient r et e le pouvoir réflecteur et le pouvoir émissif de la surface considérée, p_r la proportion de lumière polarisée par réflexion; la neutralité du faisceau voyageant dans une enceinte fermée suivant une direction quelconque exige que

$$rp_r = ep_e;$$

d'où, en remarquant que $e = 1 - r$, on tire

$$r = \frac{p_e}{p_e + p_r}.$$

Nous ne connaissons pas p_r, mais des mesures très soignées de Quincke permettent de déterminer la proportion de lumière polarisée dans le faisceau réfléchi à la surface de l'argent solide. Si nous prenons pour p_r les nombres de Quincke avec nos valeurs de p_e, nous pourrons calculer r sous les diverses incidences :

i.	p_e.	p_r.	r.
30°	0,1680	0,0099	0,944
45	3300	225	936
60	5460	415	929
65	6300	504	926
70	7080	560	927
75	7700	588	929
80	8260	554	937
85	8390	336	961

Ces valeurs de r sont entièrement d'accord avec ce que l'on sait du pouvoir réflecteur de l'argent poli, pouvoir réflecteur énorme et changeant à peine avec l'incidence.

Ainsi, la proportion de lumière polarisée par émission est bien réellement très sensible sous toutes les incidences.

Ce fait intéresse non seulement la Physique, mais encore l'Astronomie, puisqu'il corrobore les idées d'Arago sur la constitution gazeuse de la photosphère solaire, ainsi que l'a remarqué M. Wolf (¹).

SÉANCE DU 20 JANVIER 1888.

PRÉSIDENCE DE M. DE ROMILLY.

La séance est ouverte à 8 heures et demie.

Le procès-verbal de la séance du 6 janvier est lu et adopté.

Est élu Membre de la Société :

M. CAVIALLE, professeur à l'École normale de Versailles.

MM. G. BERGER, H. BECQUEREL, H. LE CHATELIER, BAILLAUD, BELLATI, STOLETOW et ELIE, nommés Membres du Conseil, adressent leurs remerciements à la Société.

M. le PRÉSIDENT fait part à la Société de la perte qu'elle vient de faire dans la personne de M. J. RAYNAUD, Ingénieur des Télégraphes, Directeur de l'École supérieure de Télégraphie.

(¹) *Voir* page 7.

« Messieurs,

» A notre dernière séance, vous m'écoutiez avec une vive émotion, lorsque je vous donnais des nouvelles un peu plus rassurantes de notre malheureux collègue Raynaud.

» Vous savez à présent quelle a été la triste fin de ses longues souffrances. Il n'est personne qui ne se sente remué profondément par l'horreur de cette mort d'un homme si jeune, si plein d'avenir, qui avait donné de ses capacités une si large mesure et qui tombe sous la balle d'un assassin.

» Raynaud était un de nos collègues les plus distingués. Après ses études faites au collège du Puy et au lycée de Marseille, il fut reçu à 16 ans à l'École Polytechnique. Il en sortit dans les premiers rangs. D'abord élève ingénieur des Télégraphes, il entra en 1862 dans l'Administration. C'était au moment de la création des appareils rapides, nécessitant de nouvelles méthodes d'investigation permanente sur l'état de la ligne. Personne n'est plus à même que vous, Messieurs, de comprendre toutes les difficultés qu'il eut à vaincre et de rendre justice à sa science et à son habileté qui en triomphèrent.

» A partir de ce moment, sa compétence reconnue le désigne pour une multitude de fonctions.

» Il serait difficile d'énumérer toutes les Commissions, tous les Comités scientifiques dont il fit partie et où son dévouement et ses lumières lui assuraient une place distinguée. Parmi les plus importants, signalons : le congrès des électriciens, — les conférences internationales relatives soit à l'établissement des unités électriques, soit à la protection des câbles sous-marins, — le comité d'exploitation technique des chemins de fer, — le comité technique d'Electricité pour l'exposition de 1889, — la commission rétrospective du travail et des sciences anthropologiques où il avait été chargé spécialement de faire l'histoire rétrospective des Sciences.

» Nommé répétiteur à l'Ecole Polytechnique, il s'acquitte de ces fonctions avec son zèle habituel.

» A la mort de Blavier, notre regretté Collègue, il est nommé directeur de l'Ecole supérieure de Télégraphie, et jamais choix ne fut plus applaudi.

» Il se délassait de ces travaux si nombreux par d'autres d'un genre tout différent. Son esprit élevé, curieux de pénétrer dans un domaine nouveau, l'avait poussé à l'étude du Droit, et il put joindre le titre de licencié en Droit à ceux de docteur ès Sciences physiques et de licencié ès Sciences mathématiques. Cependant ces études, ces emplois, ces occupations si variés ne suffisaient pas encore à son activité : notre Société le comptait parmi ses Membres les plus assidus. Il fut nommé du Conseil en 1883. Il siégeait encore au Conseil de la Société d'Encouragement.

» Parmi ses travaux d'ingénieur, il en est de remarquables. Chargé de la pose des câbles dans la Méditerranée et sur les côtes de Bretagne, il s'en acquitta de telle sorte que sa réputation se répandit à l'étranger. L'Italie demanda son concours pour l'installation de ses câbles dans l'Adriatique et entre Marsala et Tunis; ce service lui valut la croix d'officier de la Cou-

ronne d'Italie, qu'il put placer à côté de ses deux croix si méritées d'officier de la Légion d'honneur et d'officier de l'Instruction publique.

» Ce sont là, Messieurs, les principaux titres scientifiques de Jules Raynaud, qui le rendent dignes de la haute estime et des regrets de ses Collègues; mais il y a dans sa vie deux faits éclatants qui le signalent à l'admiration universelle.

» Le premier de ces faits, le voici. En 1865, c'était à Toulon en plein choléra, au milieu de la terreur et du découragement général, seul il demeure impassible. Durant tout le jour il redouble d'activité pour assurer le service, et, dans un moment où tout le monde autour de lui perd contenance, il s'assied à la place d'un expéditeur hésitant et fait partir les dépêches de ses propres mains. La nuit, ses Collègues malades le trouvent à leur chevet. Un commissaire de la Marine est abandonné sans secours : il le soigne, le veille, et le rend à la vie. Un tel exemple exalte les courages et fixe à leur poste tous les employés.

» Voilà pour le courage civil; maintenant, Messieurs, le courage devant l'ennemi.

» Lors de l'investissement de Paris à la guerre de 1870, le câble de Paris à Rouen est rompu. Raynaud pénètre à travers les lignes prussiennes sous un déguisement, relève le câble au milieu de la Seine, tente à plusieurs reprises de rattacher les deux bouts séparés, et ne renonce à son entreprise que lorsqu'il en a constaté l'impossibilité. Les balles prussiennes! il ne les entend pas, il n'y songe pas, il s'agit du salut de la Patrie. Cette action héroïque lui vaut la décoration de la Légion d'honneur au titre militaire.

» Vous remarquerez, Messieurs, que je n'ai fait que raconter les faits, rapidement et sans entrer dans aucun détail, sans faire ressortir par aucun artifice de langage la beauté de cette vie que je mets sous vos yeux simplement. Après cela, croyez-vous qu'il soit nécessaire de prononcer ce qu'on nomme un éloge? Non, Messieurs, la vérité toute seule suffit.

» Les obsèques de Jules Raynaud ont été parmi les plus tristes auxquelles j'aie pris part.

» La vaste cour de la gare de Lyon était trop étroite pour contenir tous ceux qui venaient lui rendre les derniers devoirs. M. Coulon, Directeur des Postes et Télégraphes, au nom de l'Administration; M. Mercadier, au nom de l'École Polytechnique; M. Mascart, au nom de la Société des Électriciens, lui ont fait d'éloquents et de touchants adieux.

» Ils avaient peine à contenir leur émotion devant l'attitude de cette foule recueillie et surtout devant le désespoir muet et l'imperturbable énergie de sa jeune femme assistant en martyre à ce douloureux spectacle.

» Comme Président de la Société de Physique, j'ai été l'interprète de vos sentiments, et je dois vous communiquer les quelques paroles que j'ai prononcées en votre nom :

» Messieurs.

» La Société française de Physique vient, par ma voix, apporter son tribut de regrets aux témoignages unanimes de douleur qui éclatent autour des restes de notre aimé Collègue.

» C'était un des membres les plus écoutés de notre Conseil, où l'avait porté l'estime de tous; il y laisse un vide qui ne sera pas comblé. Nous avions pu apprécier l'étendue de ses connaissances et la netteté de son esprit par les articles si bien étudiés et si purement écrits sur tant de sujets divers, entre autres, sur la propagation de l'électricité, les courants dérivés, les résistances électriques, les lois de Kirchhoff. Sa traduction de Gordon avait encore ajouté à sa réputation de savant. Cependant ses occupations étaient si multiples et ses heures si étroitement enchaînées par ses travaux journaliers, que l'on s'étonne qu'il ait trouvé le secret de préparer encore d'autres publications restées, hélas! inachevées. Ce secret, c'était sa volonté, sa persévérante ardeur qui ne défaillaient jamais.

» Il rêvait comme but à sa carrière, pour le moment de la vie où les autres se reposent, tout un vaste champ de recherches dès longtemps mûries et qu'il n'a pu aborder.

» Le crime affreux qui a brisé cette belle existence nous a en même temps ravi le fruit de ses futurs travaux.

» Notre Société pleure en lui une intelligence rapide, une rare compétence sur toutes les questions scientifiques, une grande sûreté d'appréciation; et elle pleure aussi les nobles qualités de ce cœur d'élite, sa droiture, son aménité, sa modestie égale à sa science. Sa physionomie ouverte reflétait sa bonne et loyale nature. Nous entendons encore sa voix pleine de gravité, nous voyons encore son bienveillant sourire, toute son allure tranquille, aimable et sympathique, et son regard doux et sérieux où brillait tout à coup le vif éclair de sa pensée!... Non cette image n'est pas fugitive.... cette image est inoubliable et c'est elle qu'en prononçant ici l'éternel adieu nous emportons dans nos cœurs. »

M. Ledeboer expose à la Société les recherches qu'il a entreprises pour étudier l'influence de la température sur l'aimantation du fer.

Il rappelle brièvement les expériences faites sur ce sujet par un certain nombre de physiciens; mais Poloni, Mac Ree, Rowland, qui ont cherché à déterminer en valeur absolue la perméabilité magnétique du fer à différentes températures, n'ont guère dépassé 340° et les variations observées ont été très petites : c'est qu'en effet le fer reste magnétique jusqu'à une température voisine de 650°, et ce n'est qu'à des températures plus élevées que l'on constate une perte très brusque des propriétés magnétiques.

La méthode employée par M. Ledeboer consiste à mesurer en valeur relative la perméabilité magnétique du fer, en déterminant le coefficient de self-induction d'une bobine contenant le barreau de fer sur lequel on opère. Pour éliminer l'induction due à la bobine elle-même, on met dans la branche opposée du pont de Wheatstone une bobine identique à la pre-

mière; on constate que, sans la présence du barreau de fer, l'équilibre du pont existe tout aussi bien pour le courant continu que pour les extra-courants. On démontre que la quantité d'électricité fournie par l'extra-courant est proportionnelle au moment magnétique du barreau, ou à la perméabilité magnétique.

La difficulté expérimentale de la méthode tient à ce qu'il faut pouvoir chauffer le barreau introduit dans la bobine magnétisante, sans augmenter la température de cette bobine. M. Ledeboer a pu surmonter cette difficulté en produisant la chaleur par une spirale de platine conduisant un courant électrique (de 15 à 18 ampères environ). Cette spirale est enroulée en double sur une feuille de mica entourant le fer, afin de ne pas agir sur le barreau; un courant d'eau continu circule entre la bobine et la spirale. Pour mesurer la température, on glisse entre la spirale et le fer un couple thermo-électrique de M. Le Chatelier (platine pur, platine rhodié), gradué avec soin et isolé également avec du mica.

Les résultats obtenus avec un barreau de fer doux du Berry ont été les suivants : jusqu'à la température de 680°, le fer conserve sensiblement les mêmes propriétés magnétiques, la perméabilité irait même plutôt en augmentant la température; vers 750°, les propriétés magnétiques n'existent presque plus et elles ont complètement disparu à 770°. Cette variation brusque a donc lieu dans un intervalle de température de 80° à 100°.

Ces résultats sont analogues à ceux que M. Berson avait obtenus pour le nickel a des températures plus basses. M. Ledeboer se propose d'étudier par la même méthode, et aussi par une méthode de refroidissement, des barreaux d'acier chimiquement connu et un barreau de cobalt.

Les appareils qui ont servi aux expériences sont disposés devant la Société. Les indications de deux galvanomètres sont projetées par M. Pellin sur le tableau; l'un fait connaître la température du barreau, l'autre la quantité d'électricité fournie par l'extra-courant; le barreau étant chauffé par le procédé qui vient d'être décrit, on peut constater l'exactitude des résultats annoncés.

En terminant, M. Ledeboer fait observer que le fer perd, d'après ses expériences, ses propriétés magnétiques à une température très voisine de celle où M. Pionchon a récemment constaté une brusque variation de la chaleur spécifique. L'accord entre ces nombres obtenus par des méthodes différentes est un fait qui lui semble vraiment digne d'attention.

Répondant à des questions de MM. Cornu et Le Chatelier, M. Ledeboer fait observer qu'avant de disparaître le magnétisme augmente lentement, d'environ $\frac{1}{50}$ pour 100°, quand la température s'élève, et que la disparition qui se manifeste vers 700° est un phénomène très brusque, peut-être même discontinu.

M. le colonel Sebert communique à la Société les résultats d'expériences exécutées récemment au camp de Châlons par M. le capitaine Journée, attaché à l'École normale de tir.

Ces expériences fournissent des données nouvelles sur le mode de propagation du son des détonations d'armes à feu et semblent de nature à modifier quelques-unes des idées reçues au sujet du mode de production du bruit qui accompagne ces explosions et des conditions qui influent sur la mesure de la vitesse de transmission du son dans l'air.

M. le capitaine Journée, au cours des expériences faites pour l'étude du nouveau fusil qui tire des balles animées de grandes vitesses, a constaté que, si l'on se place près de la cible, de façon à pouvoir entendre le bruit produit par l'arrivée de la balle sur cette cible, ce bruit coïncide avec celui de la détonation, tant que la distance de la cible à l'arme est inférieure à une limite qui va en augmentant avec la vitesse initiale de la balle.

A partir d'une certaine distance, les deux bruits arrivent l'un après l'autre à l'oreille et l'intervalle qui les sépare va en augmentant au fur et à mesure que la distance de la cible augmente.

En recherchant à quel moment cesse la simultanéité de perception des deux bruits, il put constater que la séparation ne se produisait qu'à partir du moment où la vitesse de la balle, dans son parcours, se trouvait assez diminuée, par la résistance de l'air, pour devenir inférieure à la vitesse de propagation du son dans l'air.

Il fut conduit ainsi à penser que le bruit de la détonation qui accompagne le départ de la balle voyage avec cette dernière tant que la vitesse de celle-ci est supérieure à la vitesse normale du son, puis que le son se transmet en avant d'elle avec cette vitesse uniforme, lorsque la balle ne possède plus qu'une vitesse inférieure à cette dernière.

Cela revient à dire que la balle, dans son parcours, émet un son continu analogue à une détonation tant qu'elle n'a pas atteint le *point limite* où sa vitesse devient inférieure à la vitesse normale du son dans l'air.

M. le capitaine Journée a vérifié cette hypothèse par de nombreuses séries d'expériences et par d'ingénieuses observations.

Par des mesures de durées de trajet faites les unes au compteur à seconde pour des trajectoires relativement longues, les autres à l'aide de chronographes à enregistrement électrique pour de courts trajets, il a vérifié que la durée observée du trajet du son des détonations d'armes à feu tirées dans des conditions fort différentes reste toujours égale à celle que fournit le calcul quand on cherche la durée la plus courte que doit mettre le son pour parvenir à l'observateur en suivant d'abord la balle au début de son parcours, puis s'en détachant en un point, qu'un calcul approché permet aisément de déterminer, pour aller de là en ligne droite à l'observateur.

Il a constaté, en outre, dans ces expériences, que, si l'on déduisait la vitesse apparente du son de la durée observée, en supposant qu'elle corresponde au parcours du son partant de l'arme en ligne droite, on trouverait des valeurs extrêmement variables.

Si le tir a lieu sans balle, ou avec balle animée d'une vitesse inférieure

à la vitesse normale du son dans l'air, ce calcul donne cette vitesse du son elle-même.

Si le tir a lieu avec des balles animées de grandes vitesses, la vitesse apparente du son calculée s'élève, au contraire, souvent de beaucoup au-dessus de la valeur normale. Elle croît avec la vitesse de la balle et avec le rapprochement de l'observateur par rapport à la direction du tir. Elle s'est élevée, dans ces expériences, jusqu'à 600^m et au delà.

Si l'arme est dirigée de telle sorte que la balle rencontre, près de sa sortie, un obstacle comme une butte de terre, on voit immédiatement la durée de trajet du son augmenter, et la vitesse apparente calculée d'après la distance à l'arme donne alors la vitesse normale du son.

Le son de la détonation prend d'ailleurs dans ce cas un tout autre caractère.

Il devient, en effet, beaucoup plus faible et semble donné par une explosion brève, tandis que dans le tir à balles animées de grandes vitesses il est plus fort, se prolonge avec une intensité décroissante et se termine par un renforcement qui doit être attribué à l'arrivée finale du son de l'explosion de la charge.

Pour un observateur placé loin de l'arme et latéralement, le son semble venir originairement, non pas du fusil, mais du point de la trajectoire le plus rapproché.

Toutes ces observations semblent bien justifier l'hypothèse que la balle émet un son continu, analogue à une détonation, jusqu'au point limite où elle ne conserve plus qu'une vitesse égale ou inférieure à celle du son.

Au delà de ce point, la balle, en passant près de l'observateur, ne produit plus que le sifflement habituel.

Le phénomène est mis encore plus en évidence, si l'on se place de façon à entendre l'écho du son produit par la balle dans son parcours.

Si l'on tire, en effet, avec une balle animée d'une grande vitesse parallèlement à un bois placé à 200^m environ sur le côté, un observateur placé à distance convenable entend une série d'échos successifs formant un roulement prolongé comme celui du tonnerre. Il n'entend qu'un seul écho avec une cartouche à poudre. Dans le premier cas, les échos paraissent provenir de points de plus en plus éloignés lorsqu'on se place près du fusil.

M. le capitaine Journée a fait quelques expériences pour rechercher si le son ainsi produit par la balle était dû à la présence de la gaine d'air comprimé qui se forme en avant des projectiles animés d'une grande vitesse et qui resterait en vibration prolongée. On sait que la présence de cet air comprimé a été signalée par Melsens et qu'elle a été également démontrée par notre collègue M. Mach, qui a réussi à obtenir des photographies des balles en marche. M. Journée a réussi aussi à apercevoir ce même phénomène avec une lunette, en profitant de tirs faits avec des poudres sans fumée. Il a conclu de ses expériences que le son produit par la balle doit être dû au choc, sans cesse renouvelé, de cette balle contre l'air.

Il faudrait attribuer alors ce résultat à ce que l'air se comporte comme un corps solide, quand on veut lui imprimer un déplacement plus rapide que la vitesse de propagation d'un ébranlement dans sa substance.

C'est, en effet, l'explication qui paraît le plus plausible, et elle confirme les vues exprimées par Regnault à propos notamment des phénomènes qui accompagnent la chute des aérolithes.

Il résulte de ces observations deux faits importants, au point de vue militaire : c'est, d'une part, qu'on ne peut espérer faire disparaître le bruit produit par les armes à feu ou même à vent, si l'on veut obtenir de grandes vitesses pour les projectiles, et, d'autre part, que l'on ne peut plus aujourd'hui calculer la distance à laquelle se trouve une arme à feu, dont on aperçoit la flamme ou la fumée, en mesurant le temps que le son de la détonation met à nous parvenir.

Au point de vue des théories physiques, les observations de M. Journée me paraissent avoir également une grande importance.

Elles donnent, je crois, l'explication d'un grand nombre de faits restés obscurs. Elles expliqueraient notamment le mode de production du bruit d'explosion qui accompagne certains phénomènes. C'est ainsi que la poudre enflammée, qui tantôt fuse sans bruit d'explosion et tantôt détone violemment, ne produirait ce dernier effet pour l'oreille que quand ses particules gazeuses sont lancées avec une vitesse supérieure à la vitesse normale du son dans l'air, ce qui a lieu dans le tir du canon et dans les cas où la poudre est confinée de telle sorte que la pression produite se développe avec une rapidité suffisante.

On peut expliquer de la même façon, par la vitesse de déplacement de l'air, le bruit produit par l'étincelle électrique et par la foudre, et peut-être même le claquement du fouet.

On peut enfin trouver dans les observations de M. Journée l'explication des discordances constatées dans les résultats trouvés par certains observateurs étrangers dans des expériences faites pour la mesure de la vitesse du son dans l'air. On expliquerait ainsi les valeurs trop élevées trouvées par le capitaine Parry qui a fait ses observations à l'aide de canons tirés à boulets.

De l'influence de la température sur l'aimantation du fer;

par M. L. Ledeboer ([1]).

On sait depuis longtemps que le fer porté au rouge perd com-

([1]) La figure qui accompagne cette Note nous a été obligeamment prêtée par *La Lumière électrique*.

plètement ses propriétés magnétiques. Coulomb le premier étudia les variations du magnétisme d'une façon systématique : il comptait la durée d'un même nombre d'oscillations effectuées par un même barreau porté à diverses températures ; il put ainsi constater que le magnétisme ne se perd pas subitement, mais avec une grande rapidité à une température voisine du rouge sombre. Toutefois les expériences de l'illustre physicien manquent de précision, et de nombreux expérimentateurs n'ont pas cru inutile de reprendre la question. Nous citerons particulièrement les expériences de Rowland, Poloni et Mac Ree; mais tous ces auteurs n'ont guère dépassé dans leurs recherches la température de 300°, et jusque-là les différences dans l'aimantation du fer sont peu notables. M. Berson, dans un intéressant travail publié en 1886, s'occupa de l'influence de la température sur l'aimantation des corps magnétiques, et il put atteindre des températures assez élevées pour constater la perte totale des propriétés magnétiques du nickel; pour ce corps la variation du magnétisme, d'abord très lente, devient très brusque à partir de 300° et la disparition totale du magnétisme a lieu avant 340°. Mais à ces températures les propriétés du fer ne sont pas sensiblement modifiées. Il nous a semblé qu'il y aurait quelque intérêt à suivre le magnétisme du fer depuis les températures ordinaires jusqu'aux températures du rouge en passant par toutes les températures intermédiaires. Nous avons, dans ce but, entrepris une série d'expériences que nous allons relater.

Ces expériences comprennent deux parties principales : 1° la mesure de la perméabilité magnétique du corps sur lequel on opère; 2° la production et la mesure des températures auxquelles est porté ce corps.

Occupons-nous d'abord de la première partie.

1° *Mesure de la perméabilité magnétique.* — Nous avons, dans un travail antérieur, démontré par des expériences directes (la théorie l'indique d'ailleurs) que la quantité d'électricité fournie par l'extra-courant est proportionnelle au moment d'une bobine magnétisante dans laquelle on a introduit un barreau de fer.

Pour mesurer le moment magnétique d'un barreau de fer doux

introduit dans une bobine magnétisante, il suffit donc de mesurer le coefficient de self-induction de la bobine.

La bobine magnétisante *a* constitue l'une des branches d'un pont de Wheatstone, sur la branche adjacente se trouve une autre bobine identique; les deux autres branches sont formées par deux bobines formées par des fils en maillechort enroulés en double. Quand la bobine *a* ne contient pas de fer, l'équilibre existe pour le régime permanent, aussi bien que pour l'extra-courant, car les conditions d'équilibre

$$\frac{R_1}{R_2} = \frac{R_3}{R_4}$$

et

$$\frac{L_1}{R_1} + \frac{L_4}{R_4} = \frac{L_2}{R_2} + \frac{L_3}{R_3}$$

sont satisfaites, puisque nous avons fait $R_1 = R_2$ et $L_1 = L_2$ d'une part, et $R_3 = R_4$ avec $L_3 = L_4 = 0$ d'autre part.

Lorsqu'on introduit dans la bobine *a* un barreau de fer, l'équilibre permanent du pont n'est pas modifié, mais l'extra-courant donnera au galvanomètre une impulsion δ proportionnelle au moment magnétique du barreau.

Nous nous sommes servi d'un galvanomètre Deprez-d'Arsonval, dans le circuit duquel nous avons introduit une résistance *r*, telle que le mouvement du cadre soit apériodique, mais sur le point de devenir périodique. La formule qui s'applique à ce cas est

$$LI = \frac{T}{\pi}\frac{i}{\alpha}e\left[R_1 + R_3 + g\left(1 + \frac{R_1}{R_2}\right)\right]\delta = k\delta,$$

T étant la durée d'une oscillation du galvanomètre à circuit ouvert,

$\frac{i}{\alpha}$ la constante du galvanomètre,

g la résistance totale du circuit galvanométrique, y compris la résistance auxiliaire *r*,

I l'intensité du courant de la bobine *a*.

Nous pouvons donc connaître le produit LI et, par conséquent, mesurer en valeur relative le moment magnétique du barreau de fer, et par suite sa perméabilité magnétique qui est proportionnelle, comme nous l'avons dit, à ce produit.

L'intensité I du courant dans la bobine a se mesure d'ailleurs en prenant la différence de potentiel aux deux extrémités de cette bobine; pour cela, nous nous sommes servi du même galvanomètre que celui du pont, à l'aide d'un simple jeu de commutateur.

Quand le pont est bien réglé, on introduit le barreau de fer, puis on mesure l'impulsion due à l'extra-courant, en prenant soin de déterminer avant et après chaque mesure d'impulsion la différence de potentiel aux deux extrémités de la bobine a.

Il y a quelques précautions à prendre : l'extra-courant de fermeture se trouve souvent un peu supérieur à l'extra-courant de rupture, à cause du léger excès de force électromotrice des piles, au moment de l'établissement du courant; mais on remédie aisément à cet inconvénient.

Voyons maintenant la seconde partie des expériences.

2° *Méthode de chauffage et évaluation de la température.* — La difficulté la plus grande de nos expériences était d'arriver à chauffer jusqu'à de très hautes températures le barreau de fer; il fallait, en effet, pouvoir obtenir cet échauffement sans changer la température de la bobine, dont la résistance aurait varié; car cette variation aurait détruit l'équilibre du pont.

Nous sommes parvenu à surmonter cette difficulté par un procédé qui pourrait, croyons-nous, rendre de grands services dans un certain nombre de recherches de Physique et de Chimie. Il permet en effet d'obtenir des températures élevées dans un gaz ou dans le vide.

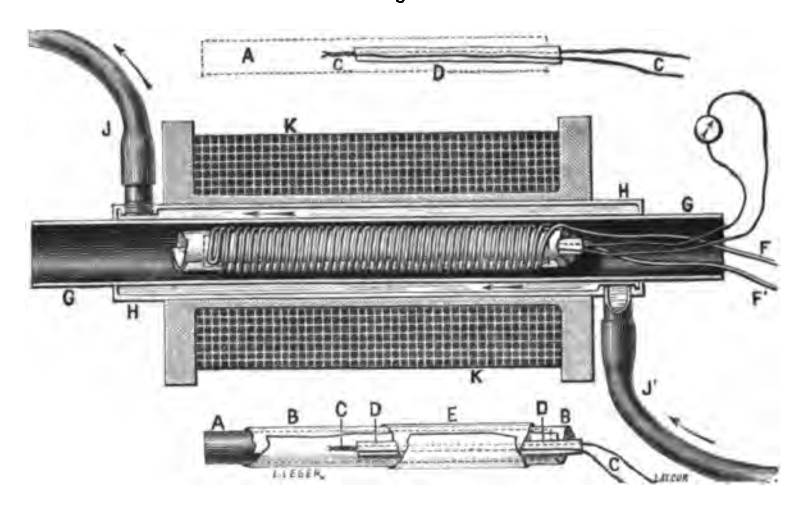
Le barreau de fer introduit dans l'intérieur de la bobine (*fig.* 1) est entouré d'une spirale de platine FF′ qui est enroulée en double, les spires allant dans deux sens inverses. Cette spirale est isolée du fer par une feuille mince de mica B; elle est parcourue par un courant dont on peut élever l'intensité jusqu'à 18 ampères. On peut ainsi porter le barreau de fer depuis la température ordinaire jusqu'au rouge-cerise.

Mais il faut, nous l'avons dit, empêcher la bobine de s'échauffer. Pour cela, on établit entre la spirale de platine et la bobine une circulation d'eau froide JJ′, résultat que l'on obtient à l'aide d'une double enveloppe de cuivre GH; la spirale de platine est d'ailleurs isolée de l'enveloppe de cuivre par du mica.

On constate aisément que, si l'on chauffe la spirale au rouge sans le barreau, l'équilibre n'est pas dérangé; de même on s'assure que la spirale de platine est sans action magnétique sur le barreau.

Il s'agit maintenant de connaître la température à laquelle on opère; pour cela on glisse entre le barreau de fer et la spirale de platine un couple thermo-électrique C isolé à l'aide des feuilles de mica B, D, E.

Fig. 1.



Ce couple a été fait en suivant exactement les indications données par M. Le Chatelier; il est formé par du platine pur et du platine rhodié; les extrémités de ses fils communiquent avec les bornes d'un galvanomètre Deprez-d'Arsonval ordinaire d'une résistance d'environ 200 ohms, dont on lit les déviations sur une échelle transparente.

Le thermomètre ainsi constitué est gradué par l'observation de plusieurs points fixes; nous avons pris l'ébullition de corps faciles à obtenir purs, et les nombres donnés par les meilleurs expérimentateurs.

Il convient de remarquer que, le couple étant extérieur au fer, sa température était sans doute légèrement supérieure à celle du barreau; mais en revanche elle devenait inférieure lorsqu'on diminuait l'intensité de la source de chaleur, et l'on faisait facilement la correction nécessaire. D'ailleurs on pourrait prendre un

tube de fer creux et introduire à l'intérieur la soudure thermo-électrique, mais nous avons expérimentalement constaté que cette précaution n'était pas nécessaire.

Telles sont les dispositions que nous avons adoptées : elles nous ont permis, une fois l'appareil installé dans le laboratoire d'enseignement physique à la Sorbonne, de procéder très facilement à de nombreuses mesures et d'obtenir quelques résultats qui nous semblent assez intéressants à résumer rapidement.

Résultats obtenus. — Nous avons opéré sur un morceau de fer doux du Berry; nous ne nous sommes pas occupé de déterminer le magnétisme rémanent qui dépend surtout de la forme du barreau, et qui était du reste très faible dans nos expériences, puisque le barreau n'était pas très long par rapport à son diamètre. Nous avons constaté, pour des valeurs différentes des champs magnétiques variant entre 35 et 200 unités C.G.S, des résultats très concordants; jusqu'à une température voisine de 680°, la perméabilité magnétique du fer reste à peu près constante : elle semble cependant aller un peu en augmentant au fur et à mesure que le barreau s'échauffe. A partir de 680° la diminution est très rapide, et le fer cesse complètement d'être magnétique à 760°.

Cette variation est donc comprise dans un intervalle de température de 80°; il semble qu'à la température de 680° il y a un saut brusque dans les propriétés magnétiques. La courbe représentative de la perméabilité en fonction de la température présente un point anguleux à cet endroit. Nous devons faire observer la grande analogie qui existe entre ces résultats et ceux que M. Pionchon a trouvés dans un travail très soigné et très remarquable sur les chaleurs spécifiques à haute température. M. Pionchon avait été amené à penser que le fer éprouve un changement allotropique entre 660° et 720°. Si l'on réfléchit à la difficulté d'évaluer exactement les hautes températures et aux légères différences qui existent entre deux échantillons de même fer, on pensera que la température critique trouvée par nous semble bien identique à celle de M. Pionchon, et nous aurons ainsi confirmé la remarque faite à l'Académie des Sciences par M. Becquerel à l'occasion d'une Note de M. Pionchon.

Nous n'avons jusqu'à présent opéré que sur un seul barreau de

fer, notre intention ayant été tout d'abord d'étudier la marche générale du phénomène et d'apprécier la valeur de nos dispositions expérimentales; nous publierons prochainement d'autres expériences effectuées sur de l'acier, du fer électrolytique, de la fonte et du cobalt; nous aurons soin alors de donner une analyse chimique rigoureuse des substances employées. Nous comptons aussi opérer en échauffant d'abord le barreau et le laissant refroidir.

Sur le mode de propagation du son des détonations, d'après les expériences faites au camp de Châlons par M. le capitaine Journée;

Par M. le colonel Sebert.

A différentes reprises, dans ces dernières années, les Commissions d'expérience d'Artillerie qui ont eu à s'occuper de la mesure des durées de trajet des projectiles ont signalé incidemment que la vitesse de propagation du bruit de la détonation des armes à feu est souvent supérieure à la valeur admise pour la vitesse du son dans l'air.

Ces observations accidentelles n'avaient conduit à aucune conclusion précise concernant les lois de cette propagation, et il subsistait une véritable incertitude sur la cause ou même sur les circonstances réelles de la production des variations signalées.

On a le plus souvent admis que le fait de l'augmentation de vitesse observée, comparativement à la vitesse de propagation du son, devait être attribué à ce que dans le tir du canon on ne se trouve pas dans un cas où la variation de densité de l'air mis en vibration puisse être négligée, comme l'admet le calcul qui a conduit Laplace à l'établissement de la formule bien connue qui donne la valeur de la vitesse du son dans les gaz parfaits.

On attribua donc cette augmentation de vitesse à la grande intensité des vibrations produites, en invoquant l'autorité de Regnault et les remarques que ce savant a faites au sujet de l'influence de cette intensité.

Mais on ne peut plus s'arrêter aujourd'hui à cette explication,

car Hugoniot a démontré que la formule de Laplace s'établit rigoureusement, quelle que soit l'amplitude des vibrations et quelle que soit même la vitesse de translation des particules gazeuses déplacées ([1]). On doit donc admettre que la vitesse du son qu'indique la théorie est indépendante de l'intensité des vibrations.

Il est facile d'ailleurs de reconnaître, en prenant la formule développée en fonction de dv qu'avait donnée Regnault, que pour déduire de cette formule des valeurs égales à celles qui ont été souvent constatées, il faudrait admettre pour le terme $\frac{dv}{v}$ des valeurs dépassant beaucoup celles qui paraissent admissibles.

On doit donc renoncer à cette explication et l'on est réduit dès lors à d'autres conjectures.

Celles-ci sont rendues d'autant plus incertaines que les faits relevés par les expériences effectuées jusqu'à ce jour semblent contradictoires.

C'est ainsi que l'on trouve énoncé, comme conclusion d'un article publié sur cette question dans le *Mémorial de l'Artillerie de la Marine,* 3e livraison, 1886, que la vitesse de propagation du son produit par le tir d'une bouche à feu est variable avec la distance à laquelle on la mesure, variable également avec la direction du tir par rapport à l'observateur, et variable enfin avec la nature de la bouche à feu. Il est même indiqué qu'elle semble croître avec le calibre de celle-ci.

M. le capitaine d'infanterie Journée, attaché à l'École normale de tir du camp de Châlons et dont le nom est bien connu de tous ceux qui ont pu suivre les travaux entrepris pour la création de notre nouveau fusil, a réussi récemment à mettre en évidence la loi qui préside à ces phénomènes restés jusqu'ici si obscurs.

Les observations qu'il a faites et les expériences ingénieuses qu'il a exécutées à ce sujet, en mettant à profit ses recherches journalières, me paraissent jeter une clarté nouvelle sur les causes parfois encore controversées de la production du bruit des explosions et sur le mode de la propagation du son engendré dans ces conditions.

([1]) Mémoire sur la propagation du mouvement dans un fluide, *Journal de Mathématiques pures et appliquées*, 4e série, t. III, p. 477; 1887.

Elles confirment d'ailleurs les conceptions énoncées par Regnault dans la relation de ses expériences sur la vitesse du son, et j'ai pensé, par suite, qu'on lirait avec intérêt l'exposé sommaire de ces recherches.

2 Avant de commencer cet exposé, il y a lieu tout d'abord de rappeler la façon dont se font d'habitude les mesures des durées de trajet des projectiles lancés par les armes à feu.

Tant que les portées des projectiles n'ont pas dépassé certaines limites et que l'on n'a pas cherché à obtenir une grande précision dans les mesures, on s'est contenté d'opérer au moyen de compteurs à seconde, en observant à la vue, d'une part, l'instant du départ du coup, par la production de la flamme ou de la fumée qui accompagne la sortie du projectile, et, d'autre part, l'instant de l'arrivée de ce projectile au but.

L'observateur devait donc être placé de façon à pouvoir apercevoir à la fois la bouche à feu et le point de chute.

En faisant usage d'un chronomètre à pointage, il pouvait à la rigueur, par ce procédé, noter également, dans chaque expérience, l'instant de l'arrivée du son jusqu'à lui et déterminer ainsi la vitesse du son par le procédé employé dans les célèbres expériences de l'Académie des Sciences à Montlhéry ou du Bureau des Longitudes à Villejuif.

Tant que les expériences sont restées limitées à cette méthode, les discordances que l'on a pu observer entre les vitesses du son déterminées dans ces essais et les valeurs indiquées par les formules généralement admises n'ont pas attiré l'attention et ont été mises sur le compte de l'imperfection de la méthode.

Mais, quand les portées des projectiles sont devenues assez grandes pour qu'il fût impossible à un même opérateur d'observer à la fois le départ du projectile et son arrivée, on a mis en usage des procédés qui, en donnant le moyen d'opérer sur des durées beaucoup plus grandes, ont rendu plus sensibles les discordances dont il s'agit, ou qui, en permettant d'obtenir plus de précision dans les mesures, ont donné le moyen de mettre ces discordances nettement en évidence et d'en déterminer la valeur avec une exactitude suffisante pour permettre d'en rechercher les causes et la loi.

Pour ces mesures de durée de longues trajectoires, on s'est contenté tout d'abord de transmettre, par un fil électrique, à un opérateur placé de façon à pouvoir observer le point de chute, un signal envoyé par un second opérateur au moment du départ du coup ou même produit automatiquement par l'inflammation de la charge.

L'emploi du téléphone est venu d'ailleurs, dans ces dernières années, donner un moyen simple d'appliquer cette méthode, car il suffit de munir l'observateur, placé près du but, d'un cornet téléphonique relié à un cornet semblable placé près de la bouche à feu.

Ces procédés laissaient subsister les causes d'erreur provenant des retards inhérents à l'enregistrement par pointage et ne pouvaient d'ailleurs donner une précision supérieure à celle que permettent de réaliser les chronomètres.

Pour obtenir plus de précision, on a cherché à enregistrer, au moyen de chronographes, la durée des phénomènes à observer.

On a fait ainsi, notamment à Gavre, sur le polygone d'expérience de l'artillerie de la marine, usage d'un chronographe qui présentait une grande analogie avec l'appareil employé par Regnault dans ses expériences de Satory, mais qui avait pu être réalisé avec plus de simplicité et de commodité en mettant à profit des appareils qui sont aujourd'hui d'un usage courant dans l'industrie.

Ce chronographe, dû à MM. Marcel Deprez et Napoli, était constitué par une sorte de télégraphe Morse construit avec des soins particuliers, de façon à obtenir un déroulement rapide et relativement uniforme d'une bande de papier.

La seconde, battue par un mouvement d'horlogerie, et les signaux donnés par des membranes métalliques interruptrices fonctionnant au départ et à l'arrivée du projectile, étaient marqués par des traits tracés à l'encre sur la bande de papier par des électro-aimants à marche rapide du modèle établi par M. Marcel Deprez. On aurait pu appliquer cet appareil à la mesure de la durée du son en le complétant par une caisse de résonnance qui aurait donné un signal spécial, non à l'arrivée du projectile, mais à l'arrivée du son, comme dans les expériences de Regnault; mais cette mesure n'a pas été exécutée.

3. Ces explications préliminaires données, j'arrive aux observations faites par M. le capitaine Journée.

Ces observations ont été provoquées par la recherche de la solution d'un problème qui s'est posé tout récemment, quand on a réussi, par l'emploi d'une nouvelle poudre, à supprimer presque complètement la fumée dans le tir des bouches à feu.

On s'est demandé s'il ne serait pas également possible de supprimer le bruit de l'explosion de la charge et certains journaux ont même annoncé que ce résultat avait été aussi obtenu.

On verra, au contraire, par la lecture de ce résumé, que les faits observés démontrent péremptoirement qu'il n'est pas possible de supprimer le bruit produit par le tir des armes lançant des projectiles à grande vitesse initiale.

Il y a même lieu de remarquer que la découverte des phénomènes qui accompagnent la propagation des détonations a été rendue précisément possible par l'emploi que l'on fait aujourd'hui de ces grandes vitesses, pour lesquelles le mode de propagation du son se trouve modifié.

M. le capitaine Journée a observé d'abord que, si l'on tire un fusil dont la balle soit animée, au début, d'une vitesse supérieure à la vitesse normale du son dans l'air, et si l'on se place près de la cible, de façon à pouvoir entendre le bruit produit par l'arrivée de la balle sur cette cible, on constate que le bruit de la détonation coïncide avec le bruit de l'arrivée sur la cible, tant que la distance de celle-ci à l'arme est contenue dans certaines limites qui vont en augmentant avec la vitesse initiale de la balle.

A partir d'une certaine distance, les deux bruits arrivent l'un après l'autre à l'oreille et l'intervalle qui les sépare va en augmentant, au fur et à mesure que la distance de la cible augmente.

En recherchant à quel moment cesse la simultanéité de perception des deux bruits, M. le capitaine Journée put constater que la séparation ne se produisait qu'à partir du moment où la vitesse de la balle, dans son parcours, se trouvait assez diminuée par la résistance de l'air pour devenir inférieure à la vitesse de propagation du son.

Il fut conduit ainsi à penser que le bruit de la détonation qui accompagne le départ de la balle voyageait avec cette dernière tant que la vitesse de la balle était supérieure à la vitesse normale du

son, et que le son se transportait ensuite au-devant d'elle, avec cette vitesse uniforme, lorsqu'elle ne possède plus qu'une vitesse inférieure à cette dernière.

De là résultait que l'on devait pouvoir calculer la durée exacte nécessaire pour l'arrivée du son de la détonation jusqu'à une distance donnée, dans la direction même du tir, en ajoutant à la durée du trajet de la balle jusqu'au point où elle a pris une vitesse égale à la vitesse du son, point que nous appellerons, pour abréger, *point limite,* la durée d'arrivée du son de ce point limite jusqu'à l'observateur, cette dernière étant calculée en supposant la vitesse uniforme dans ce dernier trajet.

Si, au contraire, on déduisait la vitesse de propagation du son, supposée uniforme, de la durée totale observée du trajet de la détonation, on devait trouver, pour la vitesse apparente du son, une valeur supérieure à la vitesse admise par les physiciens, et la différence devait être d'autant plus grande que la vitesse initiale de la balle était plus forte et la portée observée moins considérable.

4. Ces déductions se trouvent confirmées par de nombreuses observations, consignées dans les rapports de M. Journée et dont voici quelques exemples.

Si l'on se place derrière une cible en tôle sur laquelle on tire avec un fusil donnant à la balle une vitesse initiale de 445^{m}, la simultanéité des deux sons correspondant l'un à la détonation de l'arme et l'autre à l'arrivée de la balle sur la cible subsiste jusqu'à 200^{m}. Au delà, le son arrive avant la balle et l'écart va en croissant avec la distance.

Si la balle tirée est animée d'une vitesse de 695^{m}, cette coïncidence des deux sons subsiste jusqu'à la distance de 1000^{m}.

Dans la première expérience, à 200^{m}, la durée du trajet est de $0^{s},513$ et la vitesse apparente du son de 390^{m}.

Dans la seconde, si l'on prend les mesures sur une portée de 600^{m} seulement, la durée de trajet est trouvée de $1^{s},267$ et la vitesse apparente du son est portée à 473^{m}. Elle doit d'ailleurs évidemment augmenter en convergeant vers une limite égale à la valeur même de la vitesse initiale de la balle, soit dans le cas actuel 695^{m}, si l'on suppose que l'on réduise peu à peu jusqu'à zéro la distance à laquelle s'applique la mesure.

5. En généralisant, si l'on considère de longues trajectoires dans lesquelles la balle, partie avec une vitesse initiale supérieure à la vitesse du son dans l'air, termine sa course avec une vitesse devenue inférieure à cette limite, on doit pouvoir vérifier par l'expérience si la durée totale du parcours du son de l'explosion entendu par un observateur est bien d'accord avec celle que doit donner le calcul dans l'hypothèse indiquée par M. Journée.

Dans cette hypothèse, si l'observateur est placé à peu près dans la direction du tir, la durée d'arrivée du son de la détonation doit être la somme de deux durées qui correspondent l'une au trajet du projectile depuis la bouche du canon jusqu'au point limite et l'autre au trajet du son dans l'air depuis ce point jusqu'à l'observateur avec la vitesse uniforme connue.

Le calcul est rendu possible par ce fait que, par l'étude des conditions de tir d'une bouche à feu, on arrive à déterminer, avec une assez grande précision, les pertes de vitesse successives qu'éprouvent les projectiles dans leur trajet dans l'air et les durées correspondantes.

Si le tir a lieu à faible distance, moins de 600^m par exemple, pour le nouveau fusil, la trajectoire peut être considérée comme formant sensiblement une ligne droite et, si l'observateur est placé derrière la cible, il suffit d'ajouter les deux durées qui correspondent au trajet de la balle dans la partie de la trajectoire s'étendant jusqu'au point limite et au trajet du son voyageant isolément dans la deuxième partie.

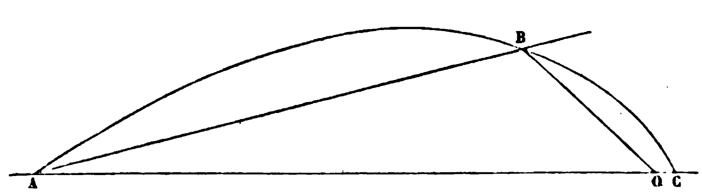
Mais, en général, il convient de tenir compte de la courbure de la trajectoire et de la position de l'opérateur par rapport à la bouche à feu.

Le problème se présente alors dans des conditions plus compliquées et nous verrons plus loin comment il doit être envisagé ; mais, à titre de première vérification approximative, on peut encore admettre que l'on se contente de déterminer le point B de la trajectoire où la vitesse du projectile est devenue égale à la vitesse du son et d'ajouter à la durée du trajet du projectile, jusqu'en ce point limite, la durée de parcours du son en ligne droite de ce point au point O où est placé l'observateur.

L'erreur est faible si cet observateur se place dans le voisinage du point de chute des projectiles.

C'est dans ces conditions qu'a opéré M. le capitaine Journée dans une première série d'expériences, et le Tableau ci-après donne

Fig. 1.



le résumé des résultats qu'il a ainsi obtenus dans des tirs faits comparativement avec le fusil modèle 1874 (fusil Gras), avec le nouveau fusil modèle 1886 et avec un fusil très court du calibre de 11^{mm}.

NOMBRE d'expériences.	PORTÉE.	VITESSE initiale.	TEMPÉRATURE ambiante.	DURÉE du trajet jusqu'au point où la vitesse de la balle est réduite à celle du son.	DURÉE du trajet du son depuis ce point jusqu'à l'observateur.	TOTAL ou durée calculée.	DURÉE correspondante observée.	VITESSE moyenne apparente du son déduite de l'expérience.	VITESSE réelle du son corrigée de la température et de la vitesse du vent.
			Fusil modèle 1874.						
			°	s	s	s	s		
7....	2910	440	14	0,67	8,01	8,68	8,57	339,5	340
7....	2800	440	14	0,67	7,57	8,24	8,32	337,0	340
12....	»	440	11	0,67	5,31	5,98	6,05	330,5	330
8....	»	440	11	0,67	6,06	6,06	6,17	324,0	330
			Fusil modèle 1886.						
7....	3000	695	14	1,43	7,04	8,47	8,5	353,0	340
8....	1997	695	14	1,43	3,97	5,40	5,54	360,5	340
14....	1000	695	14	1,43	1,03	2,46	2,43	411,5	340
4....	3000	645	14	1,16	7,81	8,97	8,93	347,0	340
12....	1997	645	14	1,16	4,34	5,50	5,58	358,0	340
15....	1000	645	14	1,16	1,39	2,55	2,47	405,0	340
»....	3000	695	28	1,43	6,83	8,26	8,20	366,0	348,5
»....	2800	695	»	1,43	6,25	7,68	7,60	368,3	348,5
»....	2400	695	»	1,43	5,05	6,48	6,40	375,3	348,5
17....	1997	640	11	1,20	4,48	5,68	5,75	348,0	330,0
			Fusil court.						
9....	»	275	11	»	6,05	6,05	6,12	327	330
2....	»	275	»	»	6,05	6,05	6,10	328	330

Il résulte de l'examen de ce Tableau que la vitesse apparente du son aurait été trouvée variant de 324^m à 411^m si l'on en avait calculé la valeur en divisant simplement la portée par la durée de transmission observée, et que l'écart sur la vitesse normale du son croît avec la vitesse de la balle et avec l'étendue de son parcours réel dans l'air à grande vitesse, tandis que l'on observe au contraire un accord remarquable entre les durées calculées en admettant l'hypothèse indiquée plus haut, en vertu de laquelle le son accompagnerait la balle jusqu'au point limite et voyagerait ensuite isolément.

Il y a lieu de remarquer d'ailleurs que les résultats ont été calculés en tenant compte des corrections dues à la température et à la vitesse du vent.

6. L'explication donnée par M. le capitaine Journée des anomalies apparentes que présentent les mesures de la vitesse du son, déterminée par l'observation de la durée de transmission du bruit des explosions d'armes à feu, prend, dans ces conditions, un caractère de grande probabilité.

Mais cette explication se trouve encore corroborée par diverses remarques qu'il a faites au cours de ses expériences.

En analysant le phénomène, il a été amené, en effet, à remarquer que, si le son de l'explosion paraît apporté par la balle quand elle est animée d'une grande vitesse, c'est probablement que celle-ci, dans ce cas, émet un son continu pouvant être confondu avec le son même de l'explosion et qui se manifeste tant que sa vitesse reste suffisante.

S'il en est ainsi, on doit obtenir une modification dans les durées de transmission observées quand, pour une cause quelconque, la balle est arrêtée dans son trajet sans que le son qu'elle émettait soit intercepté.

C'est en effet ce qui se produit quand la balle, au lieu de continuer son trajet jusqu'au but, est déviée de sa route et arrêtée par un obstacle.

On voit alors la durée totale de transmission augmenter et la vitesse apparente du son se rapprocher de la vitesse normale.

L'approximation est d'autant plus grande que le trajet dans l'air est moindre et l'on peut obtenir la valeur même de la vitesse

théorique du son, quelle que soit la vitesse initiale de la balle, si l'on tire de telle sorte que cette balle soit arrêtée par un obstacle placé à proximité du canon.

7. Inversement, on est conduit naturellement à chercher à accroître, de plus en plus, la vitesse apparente mesurée du son, en observant seulement la partie de la trajectoire pendant laquelle le projectile possède une vitesse très supérieure à la vitesse du son dans l'air.

Mais il faut ici mesurer des durées très faibles et les obtenir avec une approximation suffisante pour que l'erreur sur la vitesse à mesurer n'atteigne pas une valeur trop forte.

Les procédés usuels d'observation au compteur à pointage ne sont plus alors suffisants, et M. Journée, pour cette partie de ses recherches, a dû recourir aux procédés chronographiques.

Il a fait, à cet effet, construire, pour signaler l'arrivée du son, un résonnateur analogue à ceux dont faisait usage Regnault dans ses expériences de Satory, et il a mesuré le temps compris entre la rupture d'un courant électrique produite par la sortie de la balle et une rupture semblable provoquée par l'arrivée du son dans ce résonnateur.

Cette mesure lui était donnée soit par un chronographe Le Boulengé, du modèle habituellement employé pour la mesure de la vitesse des projectiles, soit par un chronographe à cylindre avec diapason électrique et enregistreurs Marcel Deprez.

Le résonnateur (*fig.* 2) était formé d'une sorte de trémie ou d'entonnoir quadrangulaire en bois de 1^{m} de longueur et $0^{m},60$ d'ouverture, au fond duquel était placée, en guise de membrane vibrante, une feuille de tôle mince d'acier de $0^{mm},5$ d'épaisseur et de $0^{mm},20$ de côté.

Contre la face antérieure de cette feuille était placée une pièce métallique portée par un ressort isolé. Cette pièce établissait un contact électrique que le déplacement de la feuille à l'arrivée du son faisait rompre instantanément. L'appareil, tout en résistant à l'action d'un vent assez violent, était assez sensible pour enregistrer à 200^{m} la détonation d'un coup de pistolet.

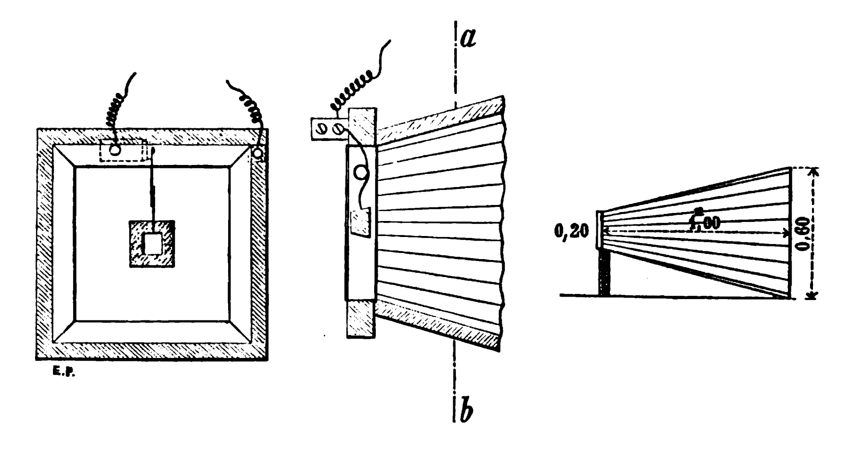
On opérait, en tirant d'un point fixe dans des directions de plus

en plus obliques par rapport à la position également fixe du résonnateur.

La distance, en ligne droite, de ce dernier à l'arme était de 50^{m} et l'obliquité a été telle que la perpendiculaire abaissée du résonnateur sur la direction de la balle a pu atteindre 36^{m}.

Caisse de résonnance.

Coupe transversale suivant *ab* montrant le fond de la caisse. — Coupe longitudinale. — Élévation latérale.



On a déduit de la durée du trajet observée la vitesse apparente du son en divisant par cette durée la distance de l'arme au résonnateur.

De plus, on a calculé, pour la rapprocher de la durée observée, la plus courte durée que doit mettre le son pour parvenir à l'observateur dans l'hypothèse admise par M. Journée.

Le problème est facile à résoudre si l'on considère la trajectoire de la balle comme rectiligne et si on la suppose parcourue avec une vitesse constante.

C'est un problème de minimum analogue au problème de la réfraction, et la formule qui donne la durée cherchée s'obtient aisément en fonction des distances respectives, à l'arme et au résonna-

teur, du pied de la perpendiculaire abaissée de la position de ce dernier sur la direction de la trajectoire ([1]).

Le Tableau suivant, résume les résultats ainsi obtenus dans la série d'expériences que M. Journée a pu faire avec des appareils disposés de façon à atténuer le plus possible les erreurs expérimentales qu'il avait observées au début, c'est-à-dire avec le résonnateur muni à l'intérieur d'un interrupteur assez sensible pour signaler à 200^m l'arrivée de l'onde sonore produite par la détonation d'un coup de pistolet.

([1]) La formule dont il s'agit s'établit aisément de la façon suivante :
Soient

A la position de la bouche à feu;
AB la direction du tir;
O la position de l'observateur;
P le pied de la perpendiculaire abaissée de ce point sur AB;
R le point inconnu de AB d'où le son devra se diriger en ligne droite sur O pour arriver dans un temps minimum.

Posons

$$AP = l, \qquad OP = \alpha, \qquad AR = x.$$

En appelant T le temps total employé par le son pour parcourir la ligne brisée

Fig. 3.

ARO, v la vitesse du projectile supposée uniforme, a la vitesse normale du son, on a

$$T = \frac{x}{v} + \frac{\sqrt{(l-x)^2 + d^2}}{a}.$$

La condition de minimum, obtenue en égalant à zéro la dérivée de cette expression, est

$$-\frac{a}{v}\,\frac{l-x}{\sqrt{(l-x)^2+d^2}} = 0$$

NOMBRE de mesures.	PLUS COURTE distance de la plaque vibrante à la direction du tir.	VITESSE moyenne de la balle.	DURÉE de trajet du son (mesurée).	VITESSE apparente du son (mesurée).	DURÉE de trajet (calculée) de la balle jusqu'à hauteur de la plaque.	DURÉE de trajet (calculée) du son sur la normale à la trajectoire.	DURÉE TOTALE calculée — formule approchée.	DURÉE TOTALE calculée — formule exacte.
			Fusil modèle 1886.					
			s		s	s	s	s
5.......	1,50	625	0,0822	608	0,0784	0,0044	0,0828	0,0822
5.......	1,50	670	0,0774	646	0,0731	0,0044	0,0775	0,0768
5.......	5,36	670	0,0945	529	0,0729	0,0128	0,0957	0,0839
5.......	13,4	670	0,1141	438	0,0709	0,0364	0,1073	0,1022
5.......	25,5	670	0,1320	376	0,0638	0,0720	0,1358	0,1257
5.......	36,4	670	0,1458	342,7	0,0509	0,1040	0,1549	0,1403
10.......	»	sans balle	0,1523	328,3	»	»	»	»
			Fusil modèle 1874.					
5.......	1,50	430	0,1190	421,0	0,1140	0,044	0,1188	0,1166
10.......	3,00	225	0,1467	340,6	»	»	»	»
10.......	»	sans balle	0,1476	338,5	»	»	»	»
11.......	»	»	0,1491	335,1	»	»	»	»

ou, en posant $m = \frac{a}{v}$,

$$l - x = \frac{md}{\sqrt{1 - m^2}}.$$

Le temps t du parcours minimum est donné, par suite, par la formule

$$t = \frac{l}{v} + \frac{d}{a}\sqrt{1 - m^2}.$$

Ce n'est que si la vitesse de la balle est assez grande par rapport à celle du son pour que le rapport m soit négligeable, que l'on peut admettre que le son suivra sensiblement la perpendiculaire OP et que le temps t est la somme des deux durées de trajets suivant AP et OP.

Si l'on a calculé les deux termes de cette somme, le terme correctif s'obtient en multipliant le second terme par le coefficient $\sqrt{1 - m^2}$.

Ce coefficient atteint la valeur 0,8 environ dans les expériences de M. le capitaine Journée citées plus loin.

Il résulte de ce Tableau que, lorsqu'on a tiré des cartouches sans balles ou encore des cartouches à balles animées d'une vitesse inférieure à 340^m, on a obtenu, à peu de chôse près, la vitesse théorique du son qui était égale à cette valeur dans les conditions de l'expérience, en tenant compte de la température et de la vitesse du vent.

Lorsqu'au contraire on a tiré, à peu près dans la direction de l'appareil de résonnance, des balles à grande vitesse, on a observé des vitesses apparentes du son supérieures de beaucoup à la vitesse théorique et s'approchant d'autant plus de la vitesse moyenne de la balle que la direction du tir passait plus près du résonnateur.

On a obtenu une concordance remarquable entre les durées observées et les durées de plus court trajet, calculées par la formule indiquée ci-dessous.

Les écarts observés sont, en effet, de l'ordre des erreurs expérimentales possibles pour des expériences aussi délicates et elles ne dépassent guère $\frac{1}{100}$ de seconde.

Ce résultat confirme donc encore l'hypothèse d'après laquelle la balle animée d'une vitesse supérieure à la vitesse du son dans l'air émet pendant son parcours un son continu analogue à une détonation.

8. Ce fait peut heurter bien des idées reçues.

Aussi M. le capitaine Journée s'est-il attaché à en mettre la démonstration en évidence et à approfondir la cause de ce phénomène.

Une observation faite par lui sur l'intensité des sons perçus à l'oreille vient encore à l'appui de cette explication des phénomènes observés, car on entend un son très fort dans le tir à balle, tandis que le son est faible dans le tir à poudre à la même charge. Dans le premier cas, le son est d'ailleurs caractéristique : il forme un roulement prolongé et décroissant qui se termine par un renforcement produit évidemment par l'arrivée directe du son provenant de l'explosion de la charge.

Mais les deux preuves les plus indiscutables qu'il ait données de cette production d'un bruit continu me paraissent être, d'une part, l'observation qu'il a faite de l'affaiblissement considérable du bruit de l'explosion et de son arrivée plus tardive pour un observateur placé près de la cible, quand une balle tirée avec une

grande vitesse est arrêtée par un obstacle, comme une butte de sable placée près du fusil, et, d'autre part, l'observation relative à la nature du son produit par une balle animée également d'une grande vitesse qui passe latéralement à hauteur d'observateurs placés, loin de son point de départ, dans une direction oblique par rapport à la direction du tir.

Dans ce cas, ainsi que M. le capitaine Journée l'a souvent fait constater aux personnes qui ont été témoins de ses expériences, le son de l'explosion paraît provenir originairement d'un point de la trajectoire rapproché des observateurs, du moins lorsque la balle conserve jusqu'en ce point une vitesse suffisante. Il forme un roulement qui se prolonge d'autant plus que la distance de l'arme aux observateurs est plus grande.

Ce roulement va en se dégradant, ainsi qu'il est dit plus haut, et se termine par un renforcement distinct dû à la véritable explosion de la poudre.

Les faits sont peut-être plus frappants encore quand les observateurs sont placés de façon à percevoir l'écho du son produit par la balle sur son parcours, ce qui a lieu lorsque ce son se trouve réfléchi par un obstacle, comme un bois placé latéralement.

En tirant ainsi parallèlement à un bois placé à 200^m sur le côté, on a constaté très nettement que l'on n'entend qu'un seul écho avec une cartouche à poudre, et que l'on distingue, au contraire, une série d'échos successifs avec une cartouche à balle donnant une grande vitesse au projectile. Les échos paraissent provenir de points de plus en plus reculés, lorsqu'on se trouve près du fusil.

9. Ces faits démontrent péremptoirement que la balle en mouvement est le centre d'un ébranlement qui se propage avec elle, qui peut mettre en mouvement des membranes sensibles et qui frappe l'oreille avec une intensité suffisante pour donner l'illusion d'une détonation, et produire, pour un observateur placé dans une position convenable, un bruit plus fort que celui que lui apporte l'explosion première de la charge.

Ainsi posé, le problème peut être soumis au calcul et c'est ce qu'a fait M. le capitaine de Labouret, de l'artillerie de la marine, dont M. Sarrau a communiqué les recherches à l'Académie des Sciences dans la séance du 26 mars 1888.

M. de Labouret a traité le problème général du tir à grande distance en supposant que le projectile soit le centre constant d'un ébranlement, se transmettant suivant les lois de la propagation des ébranlements sonores, et il s'est proposé de déterminer dans quel cas un observateur placé, d'une façon quelconque, par rapport à la trajectoire, percevra cet ébranlement avant d'entendre le bruit propre de l'explosion et pourra par suite être trompé sur le moment de l'arrivée de ce dernier.

Étudiant le mode de propagation d'une onde sonore partant d'un centre d'ébranlement mobile le long d'une trajectoire de forme quelconque et se déplaçant avec une vitesse variable, supposée connue à chaque instant, il a démontré que la forme de la surface limite de l'onde est changée quand la vitesse de déplacement du centre d'ébranlement est supérieure à la vitesse de transmission du son et il a fait voir qu'elle affecte la forme d'une portion de sphère complétée par un cône tangent à cette sphère et ayant à chaque instant son sommet au centre d'ébranlement.

Ce cône (*fig.* 4) a pour axe la tangente à la trajectoire et pour demi-angle au sommet l'angle dont le cosinus est égal au rapport $\frac{v}{a}$ de la vitesse du projectile au point considéré à la vitesse normale du son.

La première perception des ondes sonores émises par le projectile a lieu, pour un observateur placé en avant de la bouche à feu et latéralement par rapport au plan de tir, quand cet observateur est rencontré par la surface du cône dont le sommet parcourt ainsi la trajectoire.

Pour que cette rencontre puisse avoir lieu, il faut que l'observateur se trouve placé dans l'intérieur du cône déterminé en menant par la position de la bouche à feu des normales aux génératrices des cônes qui forment la partie antérieure des ondes sonores déformées.

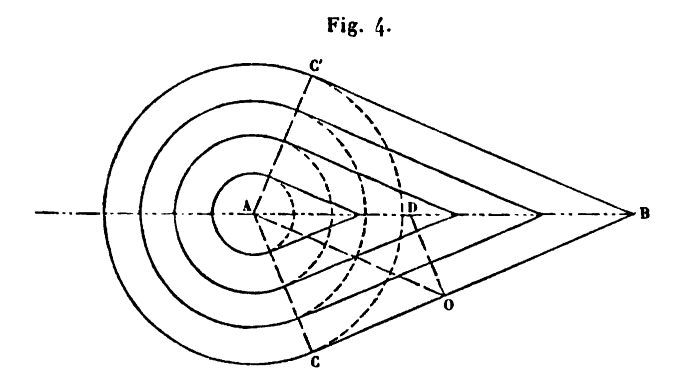
Cette condition revient à dire que l'observateur doit se trouver placé dans l'intérieur d'un cône ayant son sommet à la bouche de la pièce, son axe dans la direction du tir et, pour demi-angle au sommet, l'angle complémentaire de l'angle des cônes formés par les ondes sonores.

Le cosinus de cet angle est donc égal au rapport $\frac{a}{v}$.

La première onde qui parvient à un observateur placé en un point quelconque O situé à l'intérieur de ce cône est celle qui a été émise par le projectile lorsqu'il se trouvait en D sur la normale à la surface conique de l'onde qui passe par le point O et ce projectile est déjà parvenu en B lorsque cette perception se produit.

A partir du moment où il a entendu ce premier son, l'observateur reçoit les ondes successives qui avaient été émises précédemment par le projectile à son passage aux différents points de sa trajectoire, depuis ce point D jusqu'à son point de départ A.

Fig. 4.



L'observateur doit donc entendre ainsi un roulement prolongé qui se termine par le son renforcé produit par l'explosion même de la charge. C'est bien là, en effet, le phénomène qui a été signalé par M. Journée.

L'observateur doit d'ailleurs continuer à entendre aussi, en même temps, les sons émis par le projectile dans la suite de son parcours.

Les deux sons doivent se superposer et le dernier peut même se prolonger au delà du premier et persister seul, mais il doit aller en diminuant rapidement d'intensité et peut même cesser d'être perceptible si le projectile ne conserve qu'une vitesse inférieure à celle qui provoque l'illusion de la détonation.

Si l'observateur cherchait à calculer la vitesse apparente du son en notant la durée nécessaire pour l'arrivée de la première perception sonore, après le départ du coup, il est évident qu'il noterait une vitesse trop grande; car ce n'est pas la distance OA qui devrait entrer dans le calcul, mais la distance OD qui le sépare du point

où le projectile se trouvait quand il a émis le son qui lui parvient le premier.

Si l'observateur se trouve précisément placé en un point situé sur la surface AC du cône, dit *cône critique,* qui passe par la position de la bouche à feu, la première perception sonore qui lui parvient est celle de la détonation même. Elle lui arrive au bout d'un temps correspondant exactement à la durée de transmission normale du son, et il en est de même s'il se trouve en un point quelconque situé à l'extérieur du cône critique.

La position occupée à ce moment par le projectile peut être déterminée facilement en traçant le contour de la sphère décrite de la bouche de la pièce comme centre et qui passe par l'observateur et lui menant le cône tangent dont le demi-angle au sommet a pour cosinus $\frac{v}{a}$.

Tous les observateurs placés sur la surface de cette sphère, dans la portion extérieure au cône, entendent simultanément le bruit de l'explosion et le perçoivent au moment où le projectile occupe le sommet du cône tangent ainsi déterminé.

A partir de ce moment, ces observateurs perçoivent aussi le son que le projectile continue à émettre en s'éloignant et qui va en se dégradant, mais ils ne peuvent percevoir aucun son émis antérieurement. Le son de la détonation ne doit donc pas présenter un renforcement comme cela avait lieu dans le cas précédent.

On voit aussi que tout observateur placé ainsi en dehors du cône critique devra trouver la vitesse normale du son s'il calcule cette vitesse en fonction de la durée de parcours observée et de la distance de la bouche à feu, et cela quelle que soit la vitesse initiale des projectiles employés.

En réalité, la vitesse restante des projectiles allant sans cesse en diminuant, par suite de la résistance de l'air, les choses ne se passent pas tout à fait aussi simplement et les cônes qui limitent la portion antérieure des ondes sonores vont sans cesse en s'ouvrant de plus en plus et leur sommet se rapproche de la surface de la sphère sur laquelle il vient s'appliquer quand la vitesse du projectile devient égale à la vitesse normale du son.

Par conséquent, le cône critique qui renferme les positions d'où les observateurs peuvent percevoir le son émané du projectile

avant le son de la détonation même va en se fermant de plus en plus et se confond finalement avec la trajectoire même.

Dans ce cas limite, le son de l'explosion arrive en même temps que le projectile à l'observateur placé sur la trajectoire, puisqu'il voyage avec la même vitesse.

Si la vitesse du projectile diminue encore, c'est le son de l'explosion qui arrive le premier, et dans tous ces cas, les ondes étant sphériques, le son arrive au même instant à tous les observateurs qui sont placés sur la surface d'une même sphère ayant pour centre la position de la bouche à feu.

La théorie explique donc les faits observés par M. le capitaine Journée et il ne reste dans ces phénomènes qu'un sujet d'étonnement, c'est que l'ébranlement sonore produit par le projectile provoque, pour notre oreille, l'illusion d'une détonation dont l'intensité paraît même plus forte que celle de l'explosion de la charge même.

Si l'on cherche à analyser le phénomène, on est porté à penser que cet effet physiologique doit être dû à l'arrivée d'une succession rapide d'ondes sonores intenses qui viennent frapper l'oreille pendant un temps variable suivant la position de l'observateur par rapport à la trajectoire ou même qu'il peut être produit par la superposition d'ondes sonores émises à des instants correspondants pendant le parcours du projectile.

Si l'on se reporte, en effet, à la figure, on reconnaît aisément que l'observateur placé en O reçoit d'abord à chaque instant et simultanément deux ondes antérieurement émises par le projectile, l'une dans son parcours de D en A, l'autre dans son parcours de D en B. Cette première phase du phénomène se termine par l'arrivée de l'onde due à l'explosion même et qui produit le renforcement observé par M. le capitaine Journée.

A partir de ce moment, on n'entend plus que le bruit décroissant produit par le projectile au delà du point B.

La durée du phénomène produit par l'arrivée des ondes sonores doubles se mesure par la différence entre le temps de parcours du son suivant la ligne OA qui mesure la distance de l'observateur à la pièce et suivant la ligne OD qui mesure la distance normale à la surface de l'onde au point où le projectile se trouvait quand il a émis le son qui est perçu le premier.

On voit que cette durée totale sera d'autant plus grande, pour une même vitesse du projectile, que l'observateur sera plus rapproché de la trajectoire. S'il est placé sur cette trajectoire même, elle sera égale au temps même que le son met à suivre le trajet du projectile jusqu'en ce point et l'instant de l'arrivée du premier ébranlement à l'observateur coïncidera avec l'arrivée de la balle, ainsi que l'a observé M. Journée.

Cette durée, pour une même position de l'observateur, va d'ailleurs en augmentant avec la vitesse du projectile, puisque dans ce cas la ligne OD va en se rapprochant de la normale à la trajectoire, normale avec laquelle elle coïnciderait à la limite si la vitesse du projectile devenait infiniment grande.

Si cette explication est vraie, on conçoit que le bruit doit changer de nature quand on arrête la balle par un obstacle avant qu'elle ait atteint le point D où elle émet le premier son qui parvient à l'observateur.

On a vu que M. Journée a fait disparaître le bruit de détonation renforcée, propre au projectile, en arrêtant ainsi des balles par un obstacle voisin de la bouche.

Il resterait à étudier l'effet physiologique produit par l'éloignement graduel de cet obstacle jusqu'en ce point limite, en supposant un observateur doué d'une oreille assez délicate pour analyser ses perceptions avec une netteté suffisante.

M. Journée a fait du reste d'autres expériences pour chercher quelle peut être la cause du bruit intense produit par le projectile dans son trajet et pour expliquer pourquoi ce bruit paraît spécial aux projectiles animés de grandes vitesses, ou même seulement de vitesses supérieures à la vitesse normale du son.

Il s'est demandé si l'origine de ce bruit ne se trouverait pas dans la présence, en avant et autour de la balle, d'une sorte de gaine d'air comprimé, entraînée avec le projectile et qui serait animée d'un mouvement vibratoire intense.

On sait que Melsens s'est attaché à démontrer l'existence de cet air comprimé à l'avant du projectile et qu'il a exécuté des expériences multiples pour la mettre en évidence.

Le professeur Mach a récemment publié les résultats des recherches qu'il a exécutées sur le même sujet, et dans lesquelles il a réussi à photographier cette gaine d'air comprimé et il a con-

staté qu'elle ne se forme que pour des vitesses supérieures à la vitesse normale du son.

M. Journée lui-même, mettant à profit la disparition de la fumée, due à l'emploi de certaines poudres, a pu observer avec une lunette les balles lancées par un fusil et a réussi à apercevoir les couches d'air comprimé qui les accompagnent et que rendent visibles des différences de réfraction.

Il a constaté également que ce phénomène ne devient sensible que pour les vitesses supérieures à 300^m.

Enfin, on peut rapprocher de ces observations, le fait que la résistance opposée par l'air au mouvement des projectiles subit un accroissement brusque lorsque la vitesse initiale de projectiles tirés à charges croissantes passe d'une valeur inférieure à 300^m à une valeur voisine de 400^m. On a pu attribuer ce phénomène à l'entraînement d'une gaine d'air qui irait en augmentant peu à peu jusqu'à une limite correspondant à la vitesse de 400^m environ et qui accompagnerait le projectile en modifiant la résistance qui s'oppose à son mouvement ([1]).

Pour rechercher si le phénomène sonore est lié à l'existence de cette gaine d'air condensé, M. Journée a tiré des balles de fusil animées de grandes vitesses au travers d'écrans en carton suffisamment résistants pour arrêter la gaine d'air, sans faire perdre au projectile une trop grande vitesse.

Après avoir obtenu dans l'écran un trou très net, d'un diamètre

---

([1]) D'après les expériences de la Commission de Gavre, la valeur de la résistance de l'air sur un projectile peut être représentée par une formule de la forme $R = bv^2$, dans laquelle v est la vitesse restante et b un coefficient constant fonction de la forme du projectile et de l'état de l'atmosphère, c'est-à-dire que la résistance de l'air est proportionnelle au carré de la vitesse restante. Mais cette formule n'est applicable que quand la vitesse du projectile reste comprise entre certaines limites. Elle peut s'employer quand cette vitesse est inférieure à 300^m et à la condition de prendre pour b une autre valeur, quand cette vitesse devient supérieure à 400^m, mais dans l'intervalle, c'est-à-dire quand la vitesse passe de 300^m à 400^m, la loi de la résistance de l'air varie tellement que, si l'on cherche à la représenter par une formule de même forme, on est conduit à prendre pour b des valeurs successivement croissantes, qui font passer ce coefficient du simple au double à peu près. Comme il reste ensuite de nouveau constant pour des vitesses supérieures à 400^m, on pourrait admettre, dans l'hypothèse indiquée plus haut, que la section de la gaine d'air entraînée arrive alors à doubler à peu près la section primitive du projectile.

justement égal à celui de la balle, ce qui paraissait indiquer que la gaine d'air en question avait été arrêtée au passage, il a observé qu'après ce passage, la balle continuait son chemin en produisant le même bruit, et que l'on n'obtenait pas la cessation de ce bruit, comme cela avait lieu lorsque la balle était définitivement arrêtée par un obstacle.

Il a cru pouvoir en conclure que la production du bruit violent qui accompagne la balle est due au choc même du projectile contre les couches d'air qu'elle rencontre.

10. Cette conclusion n'est peut-être pas à l'abri de toute critique, car on doit admettre tout au moins que la gaine d'air condensé se reforme de nouveau rapidement en avant du projectile; mais cette expérience, rapprochée des faits qui précèdent, semble bien indiquer que le choc contre l'air d'un projectile animé d'une grande vitesse produit un bruit continu qui présente une grande analogie avec le bruit d'une détonation.

Il ressort aussi de ces expériences que c'est pour une vitesse voisine de la vitesse du son que cet effet commence à se produire et que c'est seulement lorsque les balles ont une vitesse moindre qu'elles produisent le sifflement connu.

Il en résulte, comme il a été dit au début, qu'il n'est pas possible de rendre le tir du fusil silencieux si l'on veut, comme c'est l'objectif actuel, obtenir une grande vitesse pour le projectile.

On ne peut donc espérer faire disparaître le bruit des armes à feu, comme on en a déjà fait disparaître la fumée.

On peut dire, au contraire, que l'augmentation de la vitesse initiale des projectiles lancés par les armes nouvelles augmentera le bruit des champs de bataille, puisque chaque projectile deviendra la source d'un son analogue à une explosion qui se prolongera d'autant plus que le projectile gardera plus longtemps une grande vitesse.

Ce bruit des champs de bataille prendra aussi, sans doute, un tout autre caractère; car, chaque balle émettant un son continu pendant une partie très longue de son trajet, les bruits multiples produits par les armes à feu ne paraîtront plus venir uniquement des points où sont placés les tireurs, mais bien de tous les points

de l'espace qui sera sillonné par les projectiles encore animés de grandes vitesses.

Il résulte de ce fait une conséquence importante, au point de vue du réglage du tir contre un ennemi qui décèle sa position par son propre tir.

Si cet ennemi tire aussi des projectiles conservant longtemps une vitesse supérieure à 340^m, on ne peut plus, en effet, chercher à apprécier sa distance par l'observation du temps écoulé entre le moment où l'on aperçoit le feu d'une arme et celui où l'on en entend le bruit.

On risquerait, en opérant ainsi, de commettre une erreur souvent considérable, et cette remarque qu'a faite M. Journée explique les mauvais résultats que l'on a obtenus quand on a voulu utiliser, pour l'appréciation des distances, les appareils tels que les télémètres Le Boulengé et Rédier, qui sont basés sur la mesure des durées de trajet du son des détonations d'armes à feu.

11. Je laisse à d'autres le soin de tirer des expériences de M. le capitaine Journée les conclusions qui peuvent être applicables aux théories acoustiques; mais je veux toutefois, avant de terminer, signaler quelques conséquences qui me paraissent en découler au point de vue de l'explication de la production du son dans les explosions.

Les faits signalés par M. Journée relativement à la façon dont l'air se comporte quand il est déplacé avec une vitesse considérable confirment les vues énoncées par Regnault, à diverses reprises.

L'air agit dans ce cas comme un véritable solide et l'on sait que l'on peut trouver dans ce fait l'explication des effets, d'apparence bizarre, produits par la détonation des explosifs brisants comme la dynamite et le coton-poudre et aussi celle des phénomènes observés dans la chute des aérolithes.

Si, indépendamment des causes de renforcement du son signalées plus haut, on admet, avec M. le capitaine Journée, que le choc d'un projectile sur l'air, quand la vitesse dépasse la vitesse du son, équivaut au choc contre un corps solide et produit un bruit analogue, qui se prolonge tant que le projectile conserve une vitesse suffisante, on peut trouver dans ce fait l'explication d'un certain

nombre de phénomènes acoustiques restés jusqu'à ce jour assez obscurs.

Cette hypothèse permettrait notamment de faire cesser toute controverse sur la cause du bruit produit dans la détonation d'une charge de poudre tirée dans un canon.

Il n'est pas admissible, comme on l'a parfois prétendu, que ce bruit puisse être attribué à la rentrée de l'air se précipitant brusquement dans le canon après la sortie des gaz de la poudre, car il est certain qu'il reste, pendant un temps relativement long, un excès de pression dans une arme après le tir et qu'en tous cas la pression ne s'y abaisse pas au-dessous de la pression atmosphérique. On trouve une explication fort simple de ce bruit, comme d'ailleurs du bruit analogue produit par l'explosion, à l'air libre, d'un explosif brisant, en admettant qu'ils sont tous deux simplement dus au choc contre l'air de particules gazeuses lancées avec une grande vitesse.

Une charge de poudre ordinaire, qui brûle à l'air libre en fusant, ne produit pas d'explosion parce que les particules gazeuses projetées n'acquièrent pas une vitesse suffisante. Le cas est différent avec la dynamite et le coton-poudre que l'on fait détoner avec une capsule fulminante et qui projettent alors des gaz animés d'une vitesse de plusieurs milliers de mètres à la seconde.

La poudre noire devient également bruyante si, en l'enfermant dans une enveloppe résistante, on change son mode de combustion, de façon à accroître la rapidité du développement des gaz et par suite leur vitesse de projection.

De même, dans un canon, les gaz qui sont lancés par la poudre peuvent prendre, à la sortie, une vitesse voisine de 1000^{m}, ainsi que l'a établi notamment un calcul dû au regretté Hugoniot, et l'on peut admettre que le son dû au choc de ces gaz sur l'air se produit tant que la vitesse des particules gazeuses n'est pas tombée au-dessous de 340^{m} environ, c'est-à-dire jusqu'à une certaine distance de la bouche à feu, distance qui atteint probablement 15^{m} à 20^{m} avec les canons nouveaux tirant à grande vitesse.

On comprend, d'autre part, que le tir des fusils à vent ne produise pas de bruit d'explosion notable. Le fait serait dû simplement à ce que les gaz comprimés qui chassent le projectile ne lui impriment qu'une vitesse inférieure à 340^{m}, et ne prennent eux-

mêmes que des vitesses également faibles ou tout au moins rapidement éteintes.

Le même fait se produit quand on lance à la poudre des torpilles automobiles avec les tubes lance-torpilles; car, malgré l'emploi de la poudre, dans ce cas, la torpille ne sortant de l'arme qu'avec une vitesse de 20^m environ, les gaz ne prennent qu'une faible vitesse.

On provoquerait au contraire un bruit d'explosion avec les armes à air comprimé, si l'on augmentait suffisamment la pression des gaz pour imprimer aux projectiles de grandes vitesses initiales.

Les conditions variables de tir peuvent donc introduire des différences appréciables dans le son produit par le tir à poudre d'un même canon. Dans le tir à projectile, la différence s'accentue encore par l'effet sonore produit par le projectile lui-même et qui se prolonge beaucoup plus longtemps.

On peut obtenir alors, dans certains cas, des répercussions analogues à celles du roulement du tonnerre. C'est une observation que n'ont pas manqué de faire les expérimentateurs qui ont assisté M. le capitaine Journée dans ses expériences, et les artilleurs qui ont eu l'occasion de tirer le canon sur le bord de la mer, parallèlement au rivage, comme cela se fait notamment sur le champ de tir de Calais, ont pu être frappés par des observations analogues quand le tir a lieu dans certaines conditions atmosphériques qui n'avaient pas encore été définies jusqu'à ce jour.

Il est probable qu'il s'agit d'un écho prolongé du bruit produit par les boulets tirés à grande vitesse et que cet effet ne se manifeste que quand il existe, à une certaine distance en mer, un rideau d'air produisant une réflexion du son, rideau qui, d'après les expériences faites par Tyndall, peut exister sans que sa présence se manifeste par aucun signe visible à la vue.

Il en résulterait que dans l'ordre des recherches qui ont conduit Tyndall à ces observations, c'est-à-dire quand il s'agit de porter, dans la brume, un signal d'alarme à des navigateurs approchant de terre, il serait plus efficace d'employer un tir de projectiles animés de grandes vitesses, au lieu de se contenter, comme on l'a fait jusqu'à ce jour, de tirs de charges de poudre sans projectiles, lesquelles ne produisent qu'un son souvent arrêté à faible distance

de la côte par un rideau d'air présentant ce que Tyndall a appelé l'*opacité acoustique*.

Il faudrait évidemment dans ce cas se préoccuper de ne pas aller frapper les navires que l'on veut guider; mais on conçoit qu'il puisse exister des circonstances locales dans lesquelles un tir dirigé sur les hauts fonds ou vers des parages inhabités puisse être effectué même la nuit, par repérage, sans faire courir aucun danger aux navires que l'on veut secourir.

Je n'ai pas besoin d'ajouter que les expériences faites par M. le capitaine Journée peuvent aussi donner l'explication du bruit d'explosion produit par l'étincelle électrique et par la foudre. Elles indiquent la cause du roulement du tonnerre et montrent la difficulté d'apprécier la distance des nuages orageux par l'intervalle de temps qui sépare l'éclair du bruit de la foudre.

M. Durand-Gréville a signalé (1) qu'elles expliquent encore le bruit produit par le passage des météorites dans l'atmosphère et viennent à l'appui des observations faites par M. Hirn sur la nature de ce bruit et sur l'erreur que l'on peut commettre en cherchant à déterminer le lieu apparent de l'explosion des bolides (2). Elles démontrent en tout cas d'une façon rigoureuse que l'on ne peut calculer, par la durée d'arrivée du son, la distance probable du point d'explosion.

Elles expliquent enfin pourquoi, dans les expériences faites par le capitaine Parry dans les mers polaires pour mesurer la vitesse du son, cet expérimentateur a trouvé des vitesses trop élevées quand les tirs ont été faits à boulets.

---

(1) *Le bruit des bolides*. Revue scientifique, 21 avril 1888.

(2) *Causes de la détonation des bolides et des aérolithes*. Gauthier-Villars, 1886.

SÉANCE DU 3 FÉVRIER 1888.

PRÉSIDENCE DE M. DE ROMILLY.

La séance est ouverte à 8 heures et demie.

Le procès-verbal de la séance du 21 janvier est lu et adopté.

Sont élus Membres de la Société :

MM. Culmann, Docteur ès Sciences, à Paris.
Negreano (D.), Professeur au Lycée de Jassy (Roumanie).
Soret, Professeur à l'Académie de Genève (Suisse).

M. le Secrétaire général donne lecture d'une lettre de M. Gal, professeur à l'École Polytechnique, annonçant que quelques amis du regretté M. Raynaud se proposent de faire graver son portrait sur cuivre. Les membres de la Société qui désireraient avoir un exemplaire de ce portrait sont priés de se faire inscrire. Le prix ne dépassera pas 5^{fr}.

Les curateurs du fonds *Elisabeth Thomson* font connaître que le revenu annuel de ce fonds (lequel s'élève à la somme de 625000^{fr}) est actuellement disponible. Il doit servir, suivant l'intention de ses donateurs, à venir en aide à des travaux scientifiques d'un ordre quelconque. Les demandes devront être adressées à M. le Dr C. S. Minot, Harvard medical School, Boston, Mass. (U. S. A.).

M. le Secrétaire général annonce ensuite l'envoi d'une Note de M. Delaurier, intitulée : *Expériences chimiques sur le poids de l'éther des physiciens*, et signale la fondation de la *Società italiana di Elettricità pel progresso degli studi e delle applicazioni*, ayant son siège à Milan (rue Cappucio, 2).

M. Cornu commence par rappeler et par compléter la théorie qu'il a exposée dans la séance du 17 juin 1887, sur la synchronisation par une force périodique; puis il reprend en détail l'étude d'une oscillation amortie synchronisée par une percussion périodique.

Théorie. — Les amplitudes successives des oscillations varient comme les rayons vecteurs d'un mobile qui décrirait, avec une vitesse angulaire constante, une spirale logarithmique excentrique par rapport à l'origine des coordonnées : les phases successives sont représentées par les angles que forment ces rayons vecteurs avec l'axe des vitesses.

Soient :

T et Θ les périodes du mouvement libre et du mouvement synchronisé;
α le coefficient d'amortissement;
u la grandeur de la percussion mesurée par la variation de vitesse qu'elle donne au système oscillant.

Les coordonnées polaires du point asymptotique de l'indicatrice de syn-

chronisation représentant l'amplitude ρ et la phase γ limites sont données par les formules

$$\tang\gamma = \frac{2\pi}{\alpha T}\,\frac{\Theta - T}{\Theta}, \qquad \rho = \frac{u}{\alpha\Theta}\cos\gamma.$$

Un amortissement très petit, tel que le produirait, par exemple, la résistance de l'air, présente les inconvénients suivants :

1° Le régime uniforme est lent à s'établir.

2° Si $\frac{\Theta - T}{T}$ est aussi très petit, l'état final est altéré par les plus légères variations de ce rapport, et si $\frac{\Theta - T}{T}$ a une valeur notable, le système ne peut fonctionner qu'entre des limites restreintes d'amplitude, et pour $\Theta > T$.

Un amortissement très grand, tel qu'on l'obtient avec des amortisseurs électromagnétiques (*voir* la communication du 17 juin 1887), offre au contraire les avantages que voici :

1° Le régime uniforme est atteint rapidement.

2° L'amplitude est sensiblement indépendante de $\frac{\Theta - T}{T}$: ainsi, en supposant un amortissement capable, s'il agissait seul, de réduire l'amplitude d'un balancier battant la seconde au tiers de sa valeur primitive, au bout de trois minutes et demie et des périodes T et Θ correspondant à une différence de marche de $\pm$ une minute par jour, l'amplitude est à peine altérée des $\frac{8}{100}$ de sa valeur.

3° La phase de l'oscillation synchronisée au moment de la percussion est aussi sensiblement indépendante de $\frac{\Theta - T}{T}$ et, dans l'exemple précédent, une variation de 1 minute dans la marche de l'horloge à synchroniser ne produit qu'une variation de $\frac{1}{45}$ de seconde dans la phase.

Les formules montrent encore que cette phase γ est indépendante de la force synchronisante ; de telle sorte que, si cette force vient à varier brusquement, le système, au bout de quelque temps, reprend une marche uniforme avec la même phase et il ne reste aucune trace de perturbation.

Applications. — A l'*École Polytechnique*, on a synchronisé, par la méthode précédente, deux horloges avec des marches diurnes variant de 4 minutes de retard à 6 minutes $\frac{1}{2}$ d'avance. M. Borel a synchronisé dans le même circuit trois balanciers de poids très différents, en se servant comme amortisseurs de simples tubes de cuivre rouge, et le système fonctionne régulièrement depuis deux ans.

A l'*Observatoire*, on a synchronisé deux horloges du pavillon des Longitudes ; la force synchronisante est fournie par un courant très faible, $\frac{1}{300}$ d'ampère environ.

M. le capitaine *Defforges* a pu utiliser, pour produire à distance une synchronisation entre deux horloges, une ligne de 40^{km} assez imparfaite pour ne pas pouvoir servir aux transmissions télégraphiques.

Avantages essentiels du système :

1° Synchronisation possible avec des différences de marche diurne considérables; par exemple, synchronisation d'une horloge sidérale et d'une horloge moyenne.

2° Synchronisation sensiblement indépendante des variations de la marche de l'instrument non synchronisé, et, par conséquent, application possible aux horloges médiocres, par exemple aux horloges des chemins de fer.

3° Faiblesse des courants nécessaires, non seulement pour faire fonctionner l'appareil électro-magnétique synchronisant, mais encore pour mettre en marche le système à synchroniser à l'aide de la force synchronisante elle-même.

4° Variété des moyens utilisables pour modifier le réglage pendant la marche de l'appareil. (On peut établir des dérivations sur les bobines ou faire varier l'intensité du courant synchronisant.)

5° Possibilité de vérifier à chaque instant la stabilité de la synchronisation par l'observation de la phase et de l'amplitude du balancier.

6° L'amortissement peut être réglé de telle sorte que le système s'arrête ou continue de fonctionner, à volonté, dans le cas où la force synchronisante viendrait à faire défaut.

M. Dufet communique à la Société le résultat de ses mesures sur les constantes optiques du gypse fer-de-lance. Il a déterminé par la méthode du prisme les indices principaux pour différentes raies du spectre; les résultats, calculés par la formule de dispersion de Briot, montrent que la courbe donnant l'indice en fonction de $\frac{1}{\lambda^2}$, toujours très voisine d'une droite, présente dans le cas du gypse un point d'inflexion, situé dans le vert et presque au même point pour les trois indices.

Ces mesures ont été vérifiées par la détermination de l'angle des axes optiques et de la dispersion des axes d'élasticité pour différentes radiations.

Comme contrôle, M. Dufet a mesuré la dispersion de double réfraction au moyen des franges de Fizeau et Foucault. Il arrive, avec une vérification complète des résultats obtenus par la méthode du prisme, à des nombres en opposition avec des mesures de M. von Lang, d'après lesquelles la différence des deux indices maximum et minimum passerait par un minimum vers la raie D.

Ces mesures ont exigé des corrections de température, et par suite la revision de l'influence de la température sur les indices principaux. M. Dufet a repris à ce sujet, avec plus d'exactitude et des thermomètres mieux étudiés, les mesures qu'il avait effectuées, il y a huit ans. Le déplacement par la chaleur des franges de Talbot, produites entre un gypse de

10^{mm},88 d'épaisseur et un quartz de compensation d'épaisseur presque équivalente, a donné la variation de l'indice maximum. Le déplacement des franges de Fizeau et Foucault produites dans le même gypse a donné la variation de la différence des indices maximum et minimum; enfin une troisième équation donnant la variation de l'indice moyen est tirée de la variation de l'angle des axes optiques sous l'influence de la température.

Sur la synchronisation des horloges de précision et la distribution de l'heure; par M. A. Cornu.

Les études théoriques et expérimentales relatives à la synchronisation des systèmes oscillants (*Séances de la Société de Physique,* année 1887, p. 142 et 150) s'appliquent immédiatement aux horloges de précision et à la distribution de l'heure. Je décrirai brièvement la construction et les propriétés d'un dispositif très simple, applicable à toute espèce d'appareils oscillants et réalisant les conditions théoriques dans lesquelles le problème de la synchronisation a été résolu.

Dispositif général. — On fixe transversalement à la tige du balancier à synchroniser (*fig.* 1), au-dessous (ou au-dessus) de la lentille et dans le plan d'oscillation, un barreau aimanté $A_1 A_2$ courbé suivant une circonférence concentrique à la suspension C : deux bobines en bois ou en ébonite, couvertes de fils de cuivre isolé $B_1 B_2$, enveloppent respectivement les extrémités de ce barreau; leurs axes coïncident avec la direction moyenne de déplacement du pôle correspondant. L'une de ces bobines B_1 reçoit le courant électrique synchronisant (*liaison synchronique*) et fonctionne *par attraction* sur le pôle d'aimant qu'elle enveloppe; l'autre B_2, fermée sur une résistance convenable R_2, produit, par l'action inductrice de l'autre pôle, l'amortissement nécessaire à la synchronisation (1).

Si la longueur du barreau et celle des bobines sont suffisam-

(1) Ce dispositif, en apparence identique à celui de Jones et à d'autres plus récents, en diffère par l'utilisation d'une bobine comme *amortisseur;* condition essentielle, dont l'importance n'avait pas encore été signalée.

ment grandes relativement à l'amplitude du déplacement des pôles, les portions utilisées du champ magnétique des bobines ont une intensité sensiblement uniforme : on réalise ainsi d'une manière

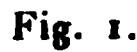


Fig. 1.



pratiquement rigoureuse les trois forces capables de produire la synchronisation (*loc. cit.*, p. 142), savoir :

1° Force principale (composante du poids) proportionnelle à l'écart ;

2° Force perturbatrice (amortissement) proportionnelle à la vitesse ;

3° Force additionnelle (liaison synchronique) d'intensité périodique, indépendante de la position du système.

Éléments de réglage. — Courant. — Le courant synchronisant lancé à chaque période Θ par l'horloge directrice (figurée ici par le contact-distributeur I dans le circuit de la pile P) peut être réglé de plusieurs manières :

1° Par le nombre et la grandeur des couples de la pile ;

2° Par la durée de l'émission du courant ;

3° Par la dérivation R_1 reliant les extrémités des fils de la bobine B_1.

La pile n'a pas besoin d'être très énergique : l'action électromagnétique de la bobine, étant tangentielle et s'exerçant à l'extrémité d'un long bras de levier, est très puissante ; aussi reconnaît-on, dès les premiers essais, qu'un courant extrêmement faible (quelques millièmes d'ampère) suffit pour mettre en mouvement un balancier de plusieurs kilogrammes partant du repos. C'est un des avantages les plus précieux de ce dispositif : il le doit à deux particularités qu'il importe de mettre en lumière.

L'action électromagnétique d'une bobine donnée est proportionnelle au produit de l'intensité du courant par la masse magnétique du pôle d'aimant sur lequel elle agit. On dispose donc, par le choix du barreau aimanté, d'un facteur qui permet de multiplier la force électromagnétique par un nombre considérable. Mais on dispose encore ici d'un autre facteur, la durée de l'émission du courant : en effet, le courant n'a pas besoin d'être instantané (*voir* les remarques *loc. cit.*, p. 155 et 160) ; or, dans le cas où l'amortissement est notable, cette durée peut s'étendre utilement jusqu'à une demi-période. Grâce à ces deux multiplicateurs, on pourrait diminuer en quelque sorte indéfiniment l'intensité du courant, si l'on n'était pas limité par certains phénomènes secondaires et par la nécessité de laisser à cette intensité une valeur suffisante pour le fonctionnement des électro-aimants (enregistreurs, relais, parleurs, téléphones, etc.) qu'il est utile de maintenir dans le circuit.

L'emploi des courants faibles est avantageux à bien des points de vue : l'un des principaux est d'éviter les étincelles d'extra-courants de rupture, qui altèrent à la longue les surfaces de contact (en platine pur) du distributeur ; l'addition d'un condensateur Fizeau ou d'une résistance électrolytique polarisable (¹) en dérivation aux bornes du distributeur achève d'assurer la conservation parfaite des contacts.

La dérivation R_1 est aussi un palliatif des extra-courants de la bobine B_1 ; elle fournit, en outre, un réglage facile de l'action électromagnétique indépendant de celui de la pile et du distributeur,

---

(¹) Le *coupe-courant* de M. d'Arsonval, formé de deux fils de fer plongeant dans quelques centimètres cubes d'une solution aqueuse de potasse, est un excellent dispositif : on en règle le nombre d'après l'étincelle de rupture ; avec les courants dont il est ici question, un seul suffit en général.

avantage très grand lorsque l'horloge distributrice se trouve à une grande distance de l'appareil synchronisé. Il ne faut pas oublier que cette dérivation ferme d'une manière permanente le circuit de la bobine B_1 et la fait agir comme amortisseur concurremment avec la bobine B_2.

Réglage de l'amortissement. — La valeur de l'amortissement est corrélative de celle du courant employé : en effet, plus l'amortissement est faible, moins la force motrice synchronisante a besoin d'être énergique. Il semble donc qu'on ait intérêt à employer un amortissement et un courant aussi faibles que possible pour économiser les piles et ménager les contacts du distributeur. Mais, d'un autre côté, plus l'amortissement est grand, plus la durée du régime variable est courte (*loc. cit.*, p. 144), par conséquent, plus la synchronisation est rapide, parfaite et indépendante des variations inévitables du courant synchronisant : c'est donc l'amplitude de ces variations anomales qui déterminera la grandeur de l'amortissement à employer; de sorte que, en dernière analyse, le réglage cherché dépendra presque exclusivement des conditions pour ainsi dire *télégraphiques* du circuit.

Le critérium d'un synchronisme parfait est, en effet, la constance de l'amplitude du balancier synchronisé : cela résulte des expressions (13) et (14) (*loc. cit.*, p. 156 et 157) qui donnent l'amplitude $\mathcal{A}$ et la phase γ limites :

$$\mathcal{A} = \frac{uT}{2\pi(\theta - T)} \sin\gamma, \tag{13}$$

$$\operatorname{tang}\gamma = \frac{2\pi}{\alpha\theta}\,\frac{\theta - T}{T} = \frac{2\pi}{\alpha\mathfrak{T}}. \tag{14}$$

On reconnaît aisément, en se reportant à la démonstration et à la *fig.* 2, que les erreurs de synchronisme ne sont à redouter que pendant les régimes variables accidentels survenus à la suite d'un changement dans la grandeur moyenne de l'action synchronisante u. C'est pour cela qu'on a intérêt à réduire autant que possible la durée de ces régimes variables par la grandeur de l'amortissement.

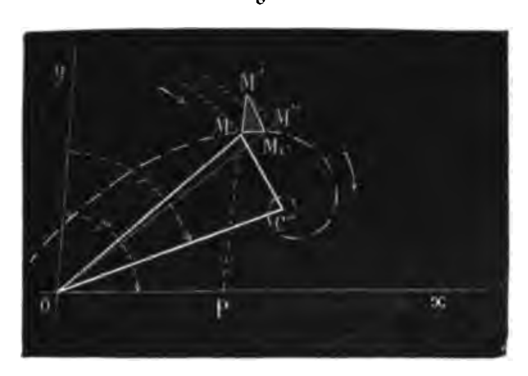
Il est important de remarquer que, dès qu'un nouveau régime permanent est atteint (amplitude redevenue constante), toute trace de la perturbation disparaît, si la perturbation n'a porté que

sur la force synchronisante u, quand bien même la nouvelle amplitude serait différente de l'amplitude primitive; c'est qu'en effet la différence de phase γ entre l'horloge directrice et le balancier synchronisé est indépendante de la valeur de cette force.

On voit dans la même formule (14) un autre motif pour donner à l'amortissement α une valeur notable : c'est qu'on atténue proportionnellement l'erreur provenant d'une variation de la différence des périodes $\Theta - T$, puisque α est en dénominateur.

Il en résulte encore qu'on peut synchroniser deux balanciers pour lesquels cette différence $\Theta - T$ est relativement considérable, à la condition d'augmenter l'amortissement; on obtient aisément le synchronisme entre deux horloges dont la différence

Fig. 2.



de marche diurne est de ± 4 minutes, c'est-à-dire entre une horloge *sidérale* et une horloge *moyenne* (¹).

Remarque. — L'amortissement, absolument nécessaire pour arriver au synchronisme, peut être obtenu de bien des manières; on pourrait, par exemple, employer un simple tube de cuivre, ou, rejetant toute induction électromagnétique, utiliser le frottement d'un fluide visqueux, ou simplement de l'air (²). Mais l'emploi de bobines à fil isolé permet d'établir ou de supprimer à volonté

(¹) J'ai même atteint $6^m 30^s$: le système Foucault-Vérité, employé à l'Observatoire et à la Ville de Paris, dans lequel l'amortissement est à dessein rendu presque nul, ne tolère que quelques *secondes d'avance* diurne.

(²) C'est même à l'existence presque inévitable de résistances proportionnelles

l'amortissement additionnel sans rien changer aux conditions purement mécaniques de l'appareil; ainsi, il suffit d'ouvrir les circuits des deux bobines pour retrouver le mouvement du balancier libre, affranchi de toutes les actions ou réactions électromagnétiques destinées à le synchroniser. Cette condition est éminemment favorable à l'étude expérimentale du réglage.

Balanciers entretenus mécaniquement. — Les résultats précédents, rigoureux dans le cas d'un *balancier libre,* c'est-à-dire indépendant de tout mécanisme, s'étendent sans peine au cas où le balancier est soumis périodiquement, comme dans les horloges, à une action automatique qui restitue la force vive absorbée par les résistances passives.

L'analyse mécanique de l'influence de l'échappement et des rouages montre que tout revient, au point de vue analytique, à supposer le coefficient α non plus constant, mais fonction de l'amplitude, c'est-à-dire à remplacer, dans la formule (14), α par

$$\beta = f(\mathcal{A}).$$

Cette condition complique théoriquement toutes les propriétés si simples énoncées précédemment; mais, dans la pratique, la fonction f diffère très peu d'une constante et sa variation n'exerce qu'une influence minime. Dans le cas des horloges à poids [1], par exemple, on démontre aisément que la valeur de β est donnée par

$$\beta = \alpha_0 + \alpha_1 - \frac{h}{\mathcal{A}^2}, \qquad \text{où} \qquad h = \frac{p z T}{4\pi^2 \mu},$$

à la vitesse, produisant un faible amortissement, que divers systèmes de synchronisation, incorrects en théorie, parviennent à fonctionner : on s'explique alors pourquoi leur réglage est toujours délicat et leur stabilité précaire.

[1] L'étude expérimentale de l'amplitude des balanciers d'horloge, lorsqu'on fait varier le poids moteur, m'a conduit à la loi suivante :

L'amplitude limite du balancier d'une horloge est proportionnelle à la racine carrée du poids moteur.

On retrouve cette loi empirique par la théorie, en admettant :

1° Que la pression de la roue d'échappement sur le balancier s'effectue au moment du passage à la verticale; c'est la condition que les horlogers cherchent à remplir;

2° Que la force vive restituée au balancier pendant l'échappement est égale au travail de la chute du poids moteur.

α_0 représentant le coefficient d'amortissement du pendule libre, α_1 celui que produit l'amortisseur, et h un paramètre proportionnel au travail dû à la chute z du poids moteur p à chaque période T du balancier, et en raison inverse du moment d'inertie μ.

Comme, dans les horloges de précision, le travail du poids moteur dépensé à chaque oscillation est très faible, le coefficient h est très petit : de sorte que l'amortissement additionnel α_1 nécessaire pour rendre la différence de phase γ sensiblement indépendante de l'amplitude limite, c'est-à-dire pour légitimer l'identification du balancier d'horloge à un balancier libre, n'est pas considérable. Il y a même un cas important où l'identification est rigoureuse, c'est celui où l'amplitude limite est égale à celle que prend le balancier quand on supprime la synchronisation (ouverture des circuits des deux bobines). Au voisinage de cette amplitude, qu'on cherchera généralement à conserver, l'influence du terme perturbateur sera donc négligeable.

Remarque. — Les détails un peu minutieux avec lesquels les éléments de réglage viennent d'être décrits pourraient faire supposer que le réglage des appareils synchronisés est délicat à obtenir et difficile à conserver : il n'en est rien. L'expérience, au contraire, réussit immédiatement et l'on constate, non sans surprise, que le balancier à synchroniser, partant du repos, se met en marche de lui-même dès qu'il reçoit l'action périodique du moindre courant; d'autre part, avec des courants relativement intenses, on reconnaît que le balancier *ne s'emporte pas* outre mesure : c'est qu'en effet l'amortisseur, dont l'action est presque insensible aux petites amplitudes, agit aux grandes amplitudes comme un frein puissant. Cette précieuse propriété de l'amortisseur laisse une grande latitude pour le réglage du courant. La discussion précédente a donc eu surtout pour but de mettre en lumière toutes les ressources que comporte le dispositif et de montrer comment, dans chaque cas, on peut obtenir le maximum d'effet utile, soit qu'on recherche l'extrême précision, soit qu'on vise surtout à l'économie d'entretien.

Avantages essentiels du système de synchronisation avec amortisseurs électromagnétiques. — En voici l'énumération succincte :

1° Synchronisation sensiblement indépendante du signe et de la grandeur de la marche diurne relative ou tout au moins de sa variation, lorsque le coefficient d'amortissement α est suffisamment grand $\left[\text{analytiquement, } \alpha T \text{ grand relativement à } 2\pi \frac{\theta - T}{\theta},\right.$ *voir* formules (13), *loc. cit.*, p. $\left.459\right]$. Cela permet d'utiliser des appareils de médiocre précision;

2° Faiblesse des courants nécessaires au fonctionnement;

3° Possibilité de vérifier à chaque instant la stabilité de la synchronisation par l'observation de l'amplitude et de la phase du balancier (ces deux éléments ne peuvent rien indiquer sous ce rapport dans le système sans amortissement, parce qu'on a cherché, dans ce système, à les rendre invariables par construction);

4° Variété des moyens utilisables pour établir ou modifier le réglage, même pendant la marche de l'appareil;

5° Mise en marche à peu près automatique, lorsque la synchronisation commence;

6° Arrêt automatique, lorsque la synchronisation cesse.

Applications. — L'application pratique de ce système de synchronisation a été déjà réalisée dans des circonstances très diverses: la régularité du fonctionnement a toujours été complète. Je l'emploie à l'École Polytechnique, depuis plusieurs années, à synchroniser divers appareils, en particulier deux horloges à secondes; à l'Observatoire, sur la demande de notre Confrère M. l'amiral Mouchez, j'ai adapté ce système à la synchronisation des deux horloges du pavillon des Longitudes; dans les ateliers de M. Borrel trois balanciers pesant respectivement 250^{gr}, 1^{kg} et 40^{kg} ont été synchronisés par le même courant depuis deux ans sans interruption. Enfin, au Service géographique de l'Armée, notre Confrère M. le général Perrier a fait expérimenter ce système par M. le capitaine Defforges sur deux horloges distantes de 40^{km}; malgré l'imperfection de la ligne qui permettait à peine la correspondance télégraphique, la synchronisation a été aussi satisfaisante que possible.

Le problème de la distribution de l'heure à une précision voisine du centième de seconde me paraît donc complètement résolu. Il n'est peut-être pas indifférent de faire remarquer que le dispo-

sitif est simple, d'un réglage facile et n'exige que de faibles courants.

Dans un prochain travail, je résumerai la marche à suivre au point de vue pratique pour régler l'intensité du courant synchronisant et la grandeur du coefficient d'amortissement à donner au balancier.

SÉANCE DU 17 FÉVRIER 1888.

PRÉSIDENCE DE M. DE ROMILLY.

La séance est ouverte à 8 heures et demie.

Le procès-verbal de la séance du 3 février est lu et adopté.

Sont élus Membres de la Société :

MM. Blondin, Licencié ès Sciences, à Paris.

Colley (Robert), Professeur de Physique à l'Académie agronomique de Petrowskoyé, près Moscou (Russie).

Saladin, Ingénieur civil des Mines, à Paris.

Sokoloff (Alexis), Professeur de Physique à l'Académie de Moscou (Russie).

Stchegläïeff (Wladimir), Professeur de Physique à la Haute École technique de Moscou (Russie).

M. Finot présente à la Société l'accumulateur de MM. Commelin, Desmazures et de Baillehache.

Le nouvel accumulateur a pour négatif une lame de toile métallique en fer étamé, et pour positif une plaque de cuivre poreux obtenue par la compression de 500^{kg} à 1000^{kg} par centimètre carré du cuivre poreux préparé par l'électrolyse ou la réduction des battitures. Les positifs, enveloppés de papier parchemin, sont séparés des négatifs par des tubes de verre ou des jarretières de caoutchouc, et le tout plonge dans une cuve de fer-blanc contenant du zincate de potasse ou de soude. Pendant la charge de l'accumulateur, le zinc se précipite sur la toile métallique et une quantité équivalente d'oxygène est absorbée soit sous forme de gaz combinés ou de gaz occlus par la lame de cuivre poreux. Pendant la décharge, le cuivre est réduit et le zinc se redissout. L'appareil est indéfiniment régénérable.

A la suite de cette communication, une discussion s'élève entre M. Finot et M. de Lalande, l'un des inventeurs de la pile à oxyde de cuivre de Lalande et Chaperon, tant au point de vue de la question de priorité que des réactions chimiques qui ont lieu dans les deux appareils.

M. de Lalande, sans méconnaître les progrès réalisés dans le nouvel accumulateur, fait remarquer qu'ils avaient fait connaître, dès 1881, la réversibilité de leur pile, laquelle, une fois épuisée, met en présence les mêmes

éléments que l'accumulateur et, par suite, donne lieu aux mêmes réactions pendant la charge.

M. le capitaine Defforges communique à la Société ses recherches sur le pendule. Un pendule matériel en mouvement dans le vide autour d'un point fixe oscille comme un pendule idéal ayant pour longueur la distance du centre d'oscillation à l'axe de suspension

$$l = h + \frac{k^2}{h}.$$

C'est de Prony (Mémoire inédit) qui, le premier, en 1798, eut l'idée de marquer le centre d'oscillation en y plaçant l'arête d'un couteau et de faire apparaître la longueur du pendule synchrone.

Kater (1818) a, le premier, réalisé le pendule à axes réciproques dans son pendule *convertible*. Un poids curseur permet de rendre égales les durées d'oscillation autour des deux couteaux. On a, dès lors,

$$g = \frac{\pi^2 \lambda}{T^2}.$$

λ est la distance des arêtes des couteaux.

Bohnenberger (1811) a proposé, dans son *Astronomie,* publiée à Tubingen, d'éliminer le moment d'inertie k^2 du corps oscillant par une combinaison convenable des durées T et T′ d'oscillation autour des deux couteaux; h et h' étant les distances, nécessairement différentes, du centre de gravité aux arêtes, on a

$$\frac{\pi^2}{g}\lambda = \tau^2 = \frac{hT^2 - h'T'^2}{h - h'}, \qquad \lambda = h + h'.$$

τ s'appelle la *durée théorique d'oscillation du pendule*. C'est là le principe de la réversion.

Erreur due aux couteaux. — Le pendule, au lieu d'osciller autour d'un axe fixe, roule sur un couteau. Or le meilleur couteau a une arête de dimensions transversales très petites, mais finies. Le centre instantané de rotation du pendule varie donc à chaque instant, parcourant la développée de la courbe, base du cylindre qui forme l'arête : si cette courbe est un arc de circonférence de rayon ρ, l'équation des forces vives, qui est, pour le pendule matériel oscillant dans le vide autour d'un axe fixe,

$$\text{const.} = M(h^2 + k^2)\left(\frac{d\theta}{dt}\right)^2 - 2Mgh\cos\theta,$$

devient

$$\text{const.} = M(h^2 + k^2)\left(\frac{d\theta}{dt}\right)^2 - 2Mg\ h + \rho)\cos\theta,$$

et la longueur du pendule synchrone

$$l = \frac{h^2 + k^2}{h + \rho} = \left(h + \frac{k^2}{h}\right)\left(1 - \frac{\rho}{h}\right).$$

Mais les arêtes des couteaux sont des courbes quelconques, et le ρ moyen, que, à cause de la petitesse des rayons de courbure, on peut introduire dans la formule précédente, dépend de l'amplitude initiale et de l'amplitude finale des oscillations de chaque série.

Les couteaux ordinaires ont de 50^μ à 250^μ de rayon de courbure. La correction est donc très importante.

Bessel a donné le moyen de l'éliminer par la réversion, en échangeant les couteaux. On a ainsi

$$\left.\begin{aligned} \tau_1^2 &= \frac{\pi^2}{g}\lambda\left(1 - \frac{\rho - \rho'}{h - h'}\right), \\ \tau_2^2 &= \frac{\pi^2}{g}\lambda\left(1 - \frac{\rho' - \rho}{h - h'}\right), \end{aligned}\right\} \qquad \frac{\pi^2}{g}\lambda = \frac{\tau_1^2 + \tau_2^2}{2},$$

avec la condition expresse que toutes les séries soient faites entre les mêmes limites d'amplitude.

Erreurs dues au milieu ambiant. — Pratiquement, la résistance de l'air n'altère que l'amplitude de l'oscillation, elle n'influence pas la durée.

La poussée fait perdre au pendule une partie de son poids égale à celle du fluide déplacé; par suite, la longueur du pendule synchrone devient

$$l = \left(h + \frac{k^2}{h}\right)\left(1 + \frac{m'S}{Mh}\right).$$

m' est la masse de l'air déplacé, S est la distance à la suspension du centre de figure du pendule. Le pendule entraîne avec lui une partie de l'air qui l'environne, en communiquant aux molécules des vitesses variables avec leur position et qui dépendent de la vitesse propre du pendule, c'est-à-dire de l'amplitude de l'oscillation.

L'équation des forces vives devient

$$\text{const.} = M\left(h^2 + k^2 + \frac{CM'}{M}\right)\left(\frac{d\theta}{dt}\right)^2 - 2Mgh\cos\theta,$$

et la longueur du pendule synchrone

$$l = h + \frac{k^2}{h} + \frac{CM'}{Mh}.$$

M' est la masse de l'air mis en mouvement, c est une fonction complexe dépendant de la vitesse du pendule, ce que Bessel traduit ainsi : « Le pendule oscille dans l'air comme il oscillerait dans le vide s'il emportait avec lui, fixée à son centre de gravité, une molécule d'air dont la masse dé-

pend de la forme et de la matière du corps oscillant, de l'état de sa surface, de la nature, de l'état, de la densité et de la pression du milieu ambiant, et enfin de l'amplitude de l'oscillation. »

On réunit d'ordinaire les deux corrections de la poussée et de l'entraînement de l'air, et l'on écrit

$$l = \left(h + \frac{k^2}{h}\right)\left(1 + \frac{\gamma}{h}\right).$$

γ est une fonction de l'amplitude initiale et de l'amplitude finale de chaque série d'oscillations.

L'effet de l'air peut être éliminé par la réversion, à la condition qu'il soit le même dans les deux positions du pendule. Il faut pour cela, comme l'a proposé Bessel, que le pendule soit symétrique et que les oscillations, dans toutes les séries, soient faites dans les mêmes limites d'amplitude.

Pendule de Repsold. — Un pendule réversible, construit par Repsold, de Hambourg, pour le Service géographique, est présenté à la Société. Ce pendule, à axes réciproques et symétrique dans sa forme, muni de couteaux en agate échangeables, élimine toutes les causes d'erreur sus-énoncées. Il est d'un usage général en Allemagne, en Russie, en Suisse, en Italie, en Espagne et aux États-Unis.

Les premières expériences, faites à Berlin avec un instrument de Repsold, ont donné une valeur de la gravité beaucoup plus faible que la valeur trouvée par Bessel, valeur qui offre les plus sérieuses garanties d'exactitude et de précision. Cette différence, d'abord inexpliquée, nuisit à l'appareil.

Le général Baeyer soupçonna le premier le trépied métallique qui porte le pendule d'être trop faible et d'osciller synchroniquement avec lui.

M. Peirce mit ce mouvement en évidence en 1875. M. Cellérier et lui ont montré que l'effet du mouvement du support est de diminuer la longueur du pendule synchrone :

$$\text{(A)} \qquad l = \left(h + \frac{k^2}{h}\right)\left(1 + \frac{p\varepsilon h}{l^2}\right).$$

p est le poids du pendule; ε est le coefficient d'élasticité du trépied : c'est le rapport $\frac{\sigma}{F}$ du déplacement à la force qui le produit.

Ce coefficient peut se mesurer de deux manières, *statiquement,* par l'application d'un effort connu au support et la mesure de l'écart de celui-ci en dehors de sa position d'équilibre. Il peut être mesuré *dynamiquement,* en observant les déplacements du support lorsqu'il oscille synchroniquement avec le pendule et calculant l'effort correspondant exercé par le pendule à la fin de l'oscillation.

M. Plantamour, de Genève, avait signalé la différence.

Les expériences du capitaine Defforges l'ont mise hors de doute et en ont

fixé la valeur : $\frac{1}{8}$ pour les élasticités très faibles, $\frac{1}{14}$ pour de grandes élasticités.

Quelle valeur de ε faut-il introduire dans la formule représentant l'effet du support?

Un ensemble d'expériences, entreprises par le capitaine Defforges sur ce sujet, et comprenant plus de 300 000 oscillations sur des supports différents, d'élasticité variable, avec des pendules de poids différents, ayant leur centre de gravité diversement placé, ont montré que la formule (A) représente aussi bien que possible le phénomène, et que c'est le *coefficient statique* qui convient.

En dehors de toute théorie, la formule (A) est donc une formule pratique.

A la suite de ces recherches, le capitaine Defforges s'est demandé s'il ne serait pas possible d'éliminer ε, comme on est parvenu à éliminer le moment d'inertie, la courbure des couteaux et l'effet de l'air. Si un pendule $(T_1 T'_1 \lambda_1 h_1 h'_1 \rho \rho')$ oscille sur un support donné d'élasticité ε, si un second pendule $(T_2 T'_2 \lambda_2 h_2 h'_2 \rho \rho')$ oscille ensuite sur le même support, avec les mêmes couteaux, dans les mêmes limites d'amplitude, on a

$$\tau_1^2 = \frac{h T_1^2 - h' T_1'^2}{h_1 - h'_1} = \frac{\pi^2}{g} \lambda_1 \left(1 + \frac{p_1 \varepsilon}{\lambda_1} - \frac{\rho - \rho'}{h_1 - h'_1} \right),$$

$$\tau_2^2 = \frac{h T_2^2 - h' T_2'^2}{h_2 - h'_2} = \frac{\pi^2}{g} \lambda_2 \left(1 + \frac{p_2 \varepsilon}{\lambda_2} - \frac{\rho - \rho'}{h_2 - h_2} \right);$$

d'où

$$\tau_1^2 - \tau_2^2 = \frac{\pi^2}{g}(\lambda_1 - \lambda_2) + \frac{\pi^2}{g}\varepsilon(p_1 - p_2) + \frac{\pi^2}{g}(\rho - \rho')\left(\frac{h_2 + h'_2}{h_2 - h'_2} - \frac{h_1 + h'_1}{h_1 - h'_1} \right).$$

Les deux derniers termes du second membre sont nuls si

$$p_1 = p_2 \quad \text{et} \quad \frac{h_1}{h'_1} = \frac{h_2}{h'_2}.$$

Donc *la différence des carrés des durées d'oscillation théoriques de deux pendules de longueur différente est indépendante de toutes les causes d'erreur connues si les deux pendules ont même poids, leurs centres de gravité semblablement placés par rapport aux arêtes des couteaux et si, munis des mêmes couteaux, ils oscillent successivement sur le même support, dans les mêmes limites d'amplitude.*

De tels pendules ont été construits par MM. Brunner frères, pour le Service géographique, sur les indications du capitaine Defforges. Ils seront prochainement présentés à la Société.

SÉANCE DU 2 MARS 1888.

PRÉSIDENCE DE M. DE ROMILLY.

La séance est ouverte à 8 heures et demie.
Le procès-verbal de la séance du 17 février est lu et adopté.

Sont élus Membres de la Société :

MM. Albert (Fernand), à Paris.
Berget (Alphonse), Licencié ès Sciences mathématiques et physiques, à Paris.
Godron, Élève Ingénieur des Ponts et Chaussées, à Paris.

M. le Secrétaire général signale l'envoi d'un Mémoire de M. E. Delaurier, intitulé : *Recherches expérimentales sur la pondérabilité de l'éther universel.*

M. le Président annonce que l'Association française pour l'avancement des Sciences tiendra sa 17e session à Oran du 29 mars au 3 avril 1888, et prie la Société de désigner un délégué pour la représenter à ce Congrès.

M. Baille est désigné pour représenter la Société au Congrès d'Oran.

M. le Secrétaire général donne lecture de la lettre suivante, adressée par M. Raffard, membre de la Société.

Monsieur,

Lorsque, dans la séance du 3 janvier 1879, M. René Benoît présenta un thermo-régulateur basé sur les tensions maxima des vapeurs saturées, notre savant collègue en attribua l'invention à M. le Dr Andreae, d'Harlingen, qui, quelques mois auparavant, août 1878, avait construit et publié un semblable appareil (1).

Or, dès 1875, les régulateurs de température basés sur la dilatation seule ne me paraissant pas doués d'une sensibilité suffisante, j'avais eu l'idée de soumettre ces appareils à l'action d'un autre principe, celui des vapeurs saturées, dont les tensions, croissant plus rapidement que la température, permettent de réaliser des mouvements plus étendus et, par suite, une très grande sensibilité.

C'était une application nouvelle d'un principe connu, partant une invention, et c'est afin d'en tirer parti industriellement que, le 29 juin 1875, je pris un brevet pour la France, puis un autre pour la Belgique.

Cette réclamation, Monsieur le Président, n'enlève aucunement à M. le Dr Andreae ni aux autres savants le mérite des applications qu'ils ont eu l'heureuse idée de faire de cette invention, et des dispositifs ingénieux qu'ils ont su employer, et ce n'est qu'au point de vue historique seul que je demande l'insertion de cette lettre dans le Bulletin mensuel de la Société.

---

(1) *Annales de Wiedemann*, nouvelle série, t. IV, août 1878.

A l'appui de ma réclamation, j'ai l'honneur de déposer sur votre bureau mon brevet français n° 108567 et le tome XVI (année 1875) des *Descriptions des machines et procédés brevetés, publiées par ordre du* MINISTRE DU COMMERCE.

Je vous prie, Monsieur le Président, d'agréer, etc.

N.-J. RAFFARD.

M. CHAPERON, n'ayant pu assister à la séance précédente, déclare s'associer à la réclamation formulée par M. de Lalande, relativement à la priorité d'invention de l'accumulateur présenté à la Société.

Des recherches que M. de Lalande et lui ont poursuivies en dernier lieu, ils concluent que, dans la charge des accumulateurs comme des piles épuisées, il y a bien réoxydation du cuivre réduit et non occlusion d'oxygène. M. Chaperon ajoute, d'ailleurs, que l'indication qu'ils ont publiée antérieurement du mode de construction de l'appareil dans tous ses détails importants et de ses propriétés utilisables constitue une priorité tout à fait indépendante de l'interprétation variable des réactions chimiques qui s'y accomplissent.

M. NEGREANO communique à la Société les résultats de ses recherches sur les constantes diélectriques des liquides. Après avoir insisté sur la nécessité de séparer la couche diélectrique liquide des armatures du condensateur par deux lames d'air, il décrit la méthode qu'il a employée de préférence dans ses recherches, qui est celle de sir William Thomson et Maxwell, à de légères modifications près. Il employait habituellement, dans ses expériences, une petite bobine d'induction actionnée de 2 à 4 éléments Bunsen, un condensateur à cinq plateaux horizontaux et l'électromètre apériodique de MM. Curie.

M. Negreano insiste sur les détails du condensateur, construit par M. Ducretet. Les quatre plateaux inférieurs, en cuivre nickelé, sont isolés par des barres horizontales en ébonite, traversées perpendiculairement à leur direction par des vis en ivoire qui reposent sur des colonnes en ébonite. Grâce à des cylindres en ébonite, dont sont pourvues les colonnes, on peut approcher les plateaux à des distances variant de 1^{cm} à 3^{cm}. Le plateau supérieur, au moyen d'un système sphérométrique, peut être déplacé, parallèlement à lui-même, d'une quantité qu'on peut apprécier exactement à $\frac{1}{200}$ de millimètre. Une pointe verticale en ivoire est prolongée par une vis métallique, permettant d'apprécier le $\frac{1}{50}$ de millimètre. On obtient l'épaisseur du liquide en notant les positions où la pointe touche successivement le fond de la cuvette, interposée parallèlement entre les deux plateaux horizontaux supérieurs, et la surface du liquide.

On mesure la constante diélectrique du liquide, défalquant du résultat total la constante diélectrique de la cuvette.

Dans quelques expériences, l'électromètre a été remplacé par un téléphone.

Ses indices de réfraction ont été pris par rapport à la raie D du sodium ; les densités des liquides, par la méthode du flacon.

On a constaté que la constante diélectrique de la benzine est plus grande quand elle contient du thiophène.

Des déterminations effectuées sur les toluène, xylène et autres hydrocarbures appartenant à la série $C^m H^{2m-6}$, on est arrivé à la conclusion que la constante diélectrique croît avec le poids moléculaire.

Des mesures faites sur le xylène et le toluène à différentes températures, M. Negreano est porté à croire, et expose comme une simple hypothèse l'existence d'un minimum, exprimé par la relation

$$K_t = K_{t_0}[1 - \alpha(t - t_0) + \beta(t - t_0)^2].$$

En ce qui concerne la relation entre la constante diélectrique et la densité, la relation $\frac{K - 1}{(K + 2)d} = C$ conviendrait à un liquide en particulier.

En outre, la valeur de la constante C serait la même pour une certaine série homologue; c'est ce que l'on a constaté pour la série $C^m H^{2m-6}$.

Quant à la relation connue de Maxwell $n = \sqrt{K}$, la différence entre l'indice de réfraction et la racine carrée de la constante diélectrique affecte le chiffre des centièmes.

En terminant, M. Negreano adresse ses remerciements à M. Lippmann, directeur du laboratoire des Recherches physiques à la Sorbonne, où il a effectué ce travail.

M. le capitaine Defforges rappelle sur quel principe doivent être établis deux pendules réversibles pour que la différence des carrés de leurs *durées d'oscillation théoriques* [1], $\tau_1^2 - \tau_2^2$, soit indépendante à la fois de l'entraînement de leur support et du rayon de courbure de leurs couteaux communs.

Le Service géographique possède depuis deux ans un appareil construit sur ce principe par MM. Brunner frères, d'après ses indications. Cet appareil, mis sous les yeux de la Société, comprend :

Deux pendules ayant 1^m et $0^m,50$ entre les arêtes de leurs couteaux communs;

Un plateau servant de support et destiné à être scellé à deux piliers;

Un appareil pour mesurer l'étendue de l'entraînement du support par les pendules en mouvement;

Un appareil destiné à l'observation des coïncidences;

Un comparateur pour la mesure de la longueur des deux pendules et la détermination de la position de leur centre de gravité.

Pendules. — Ils sont formés de tubes creux en laiton de 30^{mm} de dia-

---

(1) On appelle *durée d'oscillation théorique* d'un pendule réversible la quantité

$$\tau^2 = \frac{hT^2 - h'T'^2}{h - h'}.$$

mètre, de 3^{mm} d'épaisseur, longs de 1^{m} et de $1^{m},42$, terminés par des demi-sphères munies de pointes cylindro-coniques. Les couteaux y sont fixés à des oreilles en saillie, au moyen de brides de pression à vis. Des masses de plomb, fixées à l'intérieur des cylindres, assurent la réversibilité.

Les pendules, extérieurement symétriques par rapport à leur centre de figure, ont même poids, à 1^{gr} près, et leurs centres de gravité sont semblablement placés par rapport aux arêtes de leurs couteaux communs, à moins de $\frac{1}{20}$ de millimètre.

La discussion de la formule, base de la méthode, donne pour limites 10^{gr} et $0^{mm},4$.

Les couteaux sont en agate. Les faces qui forment l'arête, inclinées à 60° l'une sur l'autre, sont terminées par deux biseaux microscopiques qui se coupent sous l'angle de 120°, laissant entre leurs plans une arête de forme arrondie dont la largeur ne dépasse pas deux ou trois microns.

Plateau de support. — Un bloc de bronze massif, percé d'une ouverture pour le passage des pendules, porte, enchâssés dans le bronze, deux plans d'agate parfaitement travaillés. Une fourche mobile reçoit le pendule et, par le mouvement d'une vis de rappel, l'abaisse sans choc, toujours à la même place, sur les agates. Le plateau repose, par trois vis calantes, sur trois crapaudines massives en bronze, noyées en partie et scellées dans deux piliers. Trois fortes vis, engagées dans les crapaudines, permettent d'y lier invariablement le plateau après que le plan des agates a été rendu horizontal à l'aide d'un niveau. Le support fait alors, pour ainsi dire, corps avec les piliers.

Entraînement du support. — La stabilité (inverse du coefficient de flexion) d'un pareil support est très grande. La flexion mesurée est 40 fois plus petite que celle des anciens supports usités à l'étranger. Néanmoins le pendule l'entraîne encore, quoique très faiblement.

Cet entraînement est mis en évidence à l'aide de l'appareil bien connu de M. Fizeau, que M. Defforges a adapté au pendule d'après l'excellent conseil de M. Cornu. Deux glaces planes et parallèles, distantes de quelques dixièmes de millimètre, sont fixées, l'une au support, l'autre à un troisième pilier indépendant. La lumière monochromatique de l'alcool salé, réfléchie sur les deux glaces, produit les anneaux de Newton. Ils sont fixes quand les deux glaces conservent la même distance, ils oscillent synchroniquement avec le pendule, lorsque le support et la première glace sont entraînés par lui.

La sensibilité de l'appareil est extrême. Un déplacement de $\frac{1}{7}$ de frange claire ou obscure correspond à un écart du support en dehors de sa position d'équilibre de *un cent-millième* de millimètre.

C'est cette sensibilité qui a permis de mesurer exactement les deux coefficients statique et dynamique sur des supports divers et de montrer que la valeur du premier est d'environ $\frac{1}{8}$ plus grande que celle du second.

Avec le support de Brunner, le déplacement des franges, pour des oscil-

lations du pendule de 2° d'amplitude, ne dépasse pas $\frac{1}{8}$ de frange claire ou obscure. Cela donne

$$\varepsilon = 0,00000015, \qquad dL = 0,0000008.$$

Pour une aussi faible élasticité, le nombre statique et le nombre dynamique, introduits dans la formule de MM. Peirce et Cellérier, donnent des corrections pratiquement équivalentes.

Appareil de coïncidences. — Les observations de la durée sont faites par la méthode des coïncidences, à l'aide d'un dispositif particulier susceptible d'une grande précision. Vogel et, après lui, Bruhns et Oppolzer avaient eu l'idée d'observer le pendule en mouvement à travers deux fentes étroites, l'une fixe, l'autre mobile et entraînée par le balancier de l'horloge de comparaison. Le pendule, visible à travers la fente fixe pendant le temps très court de la superposition des deux fentes, apparaît, par un phénomène de vision bien connu, immobile à la place qu'il occupe réellement. On peut donc noter les instants où il paraît vertical, sa pointe coïncidant avec un repère fixe. Les inconvénients de ce procédé d'observation sont le peu de netteté et l'irisation des images, la nécessité d'éclairer très fortement la pointe du pendule.

En remplaçant la fente fixe de Vogel par un objectif donnant, dans le plan de la fente mobile du balancier de l'horloge de comparaison, une image très petite de la pointe du pendule et d'une étroite fenêtre placée derrière lui, on supprime du même coup l'irisation et le défaut de netteté. En définissant le passage du pendule par la verticale à l'aide de l'apparition et de la disparition de minces filets lumineux envoyés par une source quelconque et encadrant la pointe du pendule entre les bords de la fenêtre, on peut observer les coïncidences avec une précision qui n'est limitée pratiquement que par la puissance du microscope employé à noter l'apparition et la disparition des filets lumineux.

Avec une horloge parfaite et un microscope grossissant 25 fois, en vingt minutes (1200 secondes), on détermine, par ce procédé, le rapport des durées d'oscillation du pendule et du balancier de l'horloge avec une erreur moindre que $\frac{1}{(1200)^2} = \frac{1}{1440000}$ de ces durées.

Plusieurs coïncidences sont projetées sur un écran par les soins de M. Pellin.

Comparateur. — Il est semblable à tous les instruments du même genre. Il faut seulement noter ce point.

L'éclairage des couteaux, pendant la mesure, est obtenu par derrière à l'aide d'un faisceau de lumière parallèle dirigé suivant l'axe des microscopes, condition essentielle pour éviter l'incertitude signalée par Kater en 1818.

L'éclairage des couteaux par réflexion sur la face qui regarde le micro-

scope de mesure conduit à une longueur toujours trop grande. Une projection à la lumière oxhydrique montre à la Société que la ligne du couteau pointée dans ce mode d'éclairage n'est pas la génératrice extrême de l'arête, mais bien la droite d'intersection ou de tangence du plan de la face et de la portion courbe du couteau.

Le comparateur sert aussi, à l'aide d'un double cône mobile sur lequel le pendule est placé en équilibre dans deux positions symétriques, à mesurer $h - h'$, différence des distances du centre de gravité aux deux arêtes. Par la mesure de la distance λ des arêtes, on a $h + h'$. Il est facile d'en conclure h et h' qui n'ont besoin d'être connus qu'avec une approximation de $\frac{1}{10}$ de millimètre.

Recherches sur le pouvoir inducteur spécifique des liquides;

Par M. Negreano.

Objet des recherches. — L'objet principal de mes recherches consistait à déterminer les constantes diélectriques d'une série d'hydrocarbures, ayant des constitutions chimiques homologues; déterminer l'indice de réfraction de la substance, si c'est possible, à la même température où a été mesurée la constante diélectrique, en vue de la vérification de la loi de Maxwell; enfin, connaissant la densité du liquide et me servant de liquides purs, de poids moléculaire connu, comparer la constante diélectrique au poids moléculaire et à la densité.

J'ai été amené à cet ordre de recherches par le fait que les déterminations antérieures de la constante diélectrique diffèrent beaucoup d'un observateur à un autre, ce qui est dû particulièrement aux circonstances suivantes.

Les liquides sur lesquels on avait opéré étaient, généralement, la benzine plus ou moins pure, le pétrole et les huiles. Les divers échantillons de la même substance différaient, soit par leurs propriétés physiques, soit par leur composition chimique, et par suite la valeur de la constante diélectrique, obtenue à l'aide des méthodes différentes, devait être variable. Pour mettre en évidenee les faits avancés, je transcrirai la valeur de la constante diélectrique de la benzine, obtenue par divers physiciens :

Silow (1875)............	2,198	
Quincke (1879)..........	2,050	(14°,40)
Palaz (1885)............	2,3377	(17°,2)

Une autre cause de divergence des résultats est peut-être le fait que, dans presque la totalité des observations, le liquide diélectrique touche les deux armatures métalliques du condensateur, et il y a, dans l'intervalle de la détermination, transport d'électricité d'une armature sur l'autre.

Ajoutons enfin, et ceci constitue une objection sérieuse, que dans le cas du liquide touchant les armatures, les surfaces chargées du condensateur augmentent par suite de la diffusion de l'électricité sur les bords. Comme, pour obtenir la constante diélectrique du liquide, il fallait comparer les capacités du même condensateur à lame liquide et à lame d'air, la capacité du dernier est plus petite que celle dont on devrait se servir dans la comparaison et, forcément, la constante diélectrique sera trop grande.

Il faudrait donc faire une correction aux chiffres obtenus, correction dépendant de la nature et de la température du liquide, de la distance des armatures, etc. Pour se faire une idée de l'importance de cette correction, rappelons que Cavendish, en se servant de condensateurs plans de verre, dont les deux faces étaient garnies de lames d'étain, a trouvé que l'effet de la diffusion instantanée de l'électricité était le même que si les feuilles d'étain avaient été étendues de $1^{mm},75$ quand l'épaisseur du verre était de 5^{mm} environ, et de $2^{mm},25$ quand l'épaisseur se réduisait à $1^{mm},7$.

Ces causes d'erreur disparaissent, quand la lame diélectrique est séparée des armatures par deux lames d'air.

Disposition des expériences. Condensateur. — L'appareil dont je me suis servi dans les expériences, et qui a été construit par M. Ducretet, est un condensateur à cinq plateaux circulaires, disposés horizontalement et isolés sur des colonnes d'ébonite.

Comme les plateaux sont mobiles, on peut les retirer partiellement, et l'on peut avoir à volonté ou un condensateur simple à deux plateaux, ou un condensateur à plateaux multiples.

La *fig.* 1 en donne une idée.

Je décrirai successivement :

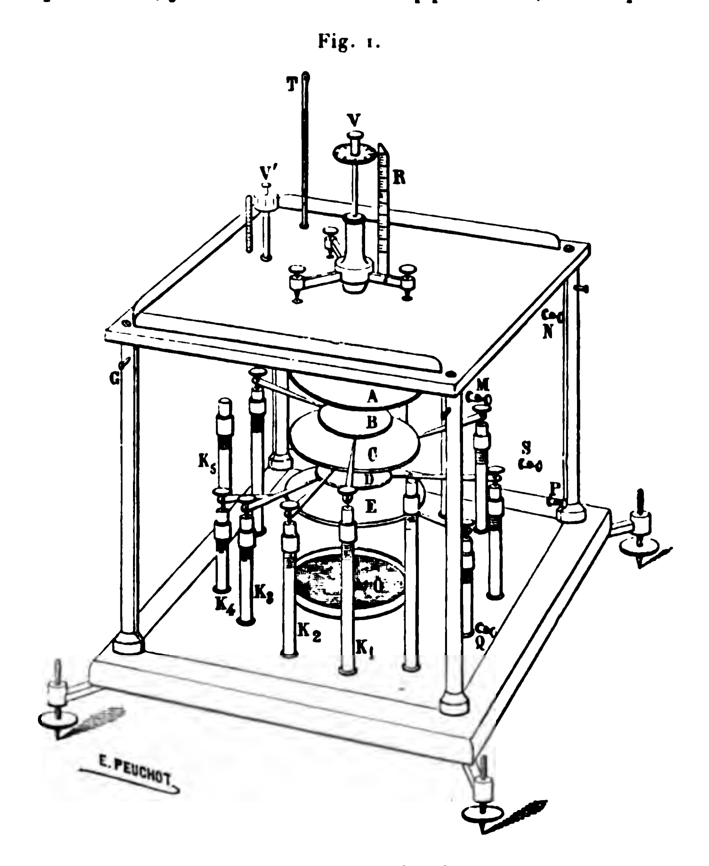
1° Les plateaux métalliques et la disposition employée pour les isoler complètement;

2° La cage qui protège les plateaux contre l'extérieur;

3° La disposition employée pour avoir une couche liquide d'épaisseur déterminée.

Plateaux métalliques (*fig.* 1). — Comme le plus souvent, dans mes expériences, je me servais de cinq plateaux; alors quatre, B,

Fig. 1.



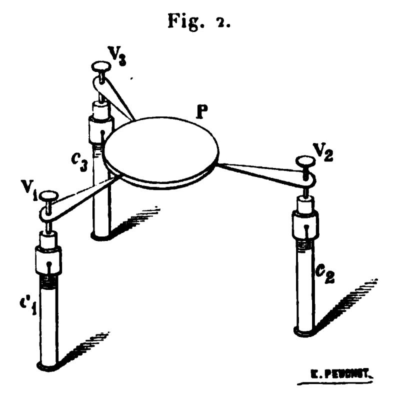
C, D, E, étaient placés à poste fixe, horizontalement, séparés par une distance d'environ 1^{cm}, et ce n'était que le plateau supérieur A qui pouvait être déplacé verticalement, d'une quantité que l'on pouvait mesurer exactement.

Les deux plateaux extrêmes A, E et le plateau du milieu C étaient du même diamètre, 16^{cm} environ, les deux autres B et D n'avaient que 12^{cm} de diamètre et étaient placés respectivement

entre le plateau du milieu et les plateaux extrêmes. L'isolement de chacun des quatre disques horizontaux que l'on laissait à poste fixe, une fois l'appareil réglé, était obtenu à l'aide de trois colonnes en ébonite (*fig.* 2).

A cet effet, dans chaque disque P étaient fixées, dans l'épaisseur du disque et à des distances égales, trois petites vis métalliques, qui servaient à visser trois pièces en ébonite dont l'axe était contenu dans un plan parallèle aux faces du disque. Ces pièces en ébonite allaient en s'élargissant, et vers leurs extrémités on avait pratiqué un écrou perpendiculaire à la direction de leurs axes. Des vis en ivoire V_1, V_2, V_3, pénétrant dans ces écrous, reposaient sur des colonnes en ébonite C_1, C_2, C_3 et permettaient d'obtenir l'horizontalité et le parallélisme des disques.

Fig. 2.



En outre, chacune des trois colonnes C_1, C_2, C_3 en ébonite, d'une hauteur égale, qui soutenaient chaque disque, était pourvue à sa partie supérieure de cylindres en ébonite, creusés à l'intérieur et pénétrant à frottement dans les colonnes en ébonite. Les cylindres allaient en s'élargissant vers la base; on avait, d'ailleurs, pratiqué dans chaque cylindre deux rainures verticales, jusqu'à la moitié de leur hauteur; on avait taillé la base en forme de vis; un anneau en ébonite, formant écrou, pouvait descendre et serrer le cylindre en ébonite, à différentes hauteurs sur la colonne.

A l'aide de ces dispositions, les plateaux métalliques pouvaient être placés à des distances qui variaient de 3^{cm} à $0^{cm},5$.

Cage de l'appareil (*fig.* 1). — Les plateaux sont protégés par une cage semblable à celle d'une balance ordinaire, dont le couvercle est en ébonite, le socle en bois, et les parois latérales formées par quatre glaces.

Le couvercle de la cage est un plateau carré et épais en ébonite, soutenu à ses extrémités par quatre fortes colonnes en ébonite.

Sur le couvercle repose un trépied en laiton V, qu'on peut rendre horizontal à l'aide des vis calantes dont les extrémités du trépied sont munies. A l'une des extrémités du trépied on a fixé verticalement une lame métallique en laiton R, à bord tranchant, graduée en millimètres. L'axe du trépied est traversé par une vis micrométrique dont le pas est d'un millimètre. La vis micrométrique porte un cercle gradué en 200 parties égales.

La vis se prolonge par une tige métallique destinée à soutenir le plateau supérieur mobile A. Toutefois, pour l'isoler complètement, on a interposé, entre la partie inférieure de la tige métallique et la partie centrale du plateau supérieur, un gros cylindre en ébonite.

On voit, de cette manière, que les déplacements du plateau supérieur peuvent être mesurés avec une approximation de $\frac{1}{200}$ de millimètre.

Sur l'une des glaces latérales, qui est fixe, on a disposé cinq bornes métalliques M, N, P, S, Q, suffisamment éloignées pour ne pas s'influencer, communiquant par des fils en cuivre respectivement avec chacun des plateaux.

Disposition adoptée pour avoir une couche liquide d'épaisseur déterminée. — Le liquide dont on veut déterminer la constante diélectrique est contenu dans une cuvette plate, d'un diamètre d'environ 18^{cm}, et interposé horizontalement entre le plateau mobile et le dernier plateau supérieur fixe, et reposant sur les trois pièces horizontales en ébonite qui soutiennent ce dernier plateau B.

La cuvette avait ses deux faces absolument planes et parallèles, et l'on voit que la cuvette et la couche diélectrique liquide étaient séparées des deux plateaux métalliques voisins par deux lames d'air.

On mesurait la couche liquide à l'aide de la disposition suivante : Le couvercle en ébonite est percé d'une ouverture par où

pénètre une vis micrométrique V′, continuée à la partie inférieure par une pointe en ivoire. Le pas de la vis est de $\frac{1}{2}$ millimètre; en outre, elle porte, à la partie supérieure, un tambour divisé en 25 parties égales. Il en résulte que l'épaisseur de la couche liquide peut être mesurée très exactement à $\frac{1}{50}$ de millimètre.

Pour avoir l'épaisseur de la couche liquide, il suffisait de noter les positions de la vis, quand la pointe en ivoire touchait successivement la surface supérieure de la cuvette et du liquide. En regardant sous une grande incidence, on s'apercevait du point précis où la pointe de la vis et son image réfléchie venaient se toucher normalement.

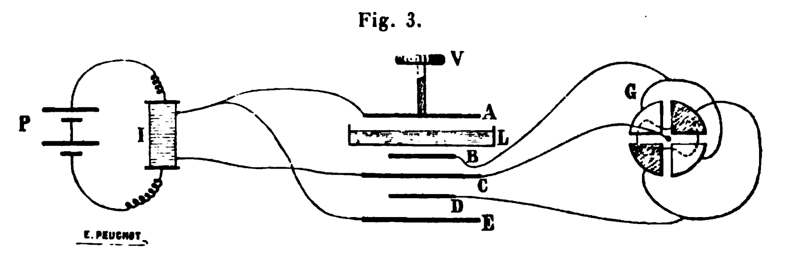
D'ailleurs sur la pointe en ivoire était tracée, à une certaine hauteur, une ligne de repère, ce qui permettait de mesurer au cathétomètre l'épaisseur de la couche liquide.

Une ouverture convenable, pratiquée dans le couvercle, permettait d'introduire un thermomètre sensible T, touchant par sa base le liquide.

Disposition des expériences. — Pour ces expériences, je me sers d'une petite bobine actionnée par 2 à 4 éléments Bunsen, de l'appareil ci-dessus décrit, et finalement d'un électromètre à quadrants. Le modèle de l'électromètre que j'ai employé est celui de MM. Curie, à suspension unifilaire et métallique.

La *fig.* 3 donne une idée de la disposition expérimentale, qui

Fig. 3.



n'est d'ailleurs, à de légères modifications près, que celle indiquée par W. Thomson et Clerk Maxwell, et que Gordon a employée dans ses recherches expérimentales sur les isolants solides.

L'un des pôles de la bobine I est attaché, comme on le voit dans la figure, au plateau inférieur et fixe E, et au plateau supérieur et fixe A du condensateur, l'autre pôle au plateau central C; les pla-

teaux intermédiaires B et D communiquent chacun respectivement avec l'une des paires de quadrants de l'électromètre; l'aiguille de l'électromètre communique elle-même avec le plateau central C. L'aiguille de l'électromètre porte, comme d'habitude, un petit miroir. On lisait les déviations de l'aiguille à l'aide de la projection d'un faisceau de lumière, réfléchi par le miroir sur une échelle en celluloïde de 500^{mm}. L'échelle était distante de l'électromètre d'environ 1^{m}.

Pour faire une mesure d'une constante diélectrique, on procédait de la façon suivante.

On s'assurait d'abord que l'aiguille de l'électromètre est bien symétrique par rapport aux quatre quadrants. On notait la division de l'image projetée sur l'échelle, quand l'aiguille était en repos. L'échelle était divisée en 500^{mm}, le zéro commençait à partir d'une extrémité; on s'arrangeait de façon que l'image lumineuse se projetât sur la division 250 de l'échelle. On réunissait ensuite le condensateur à l'électromètre, comme il vient d'être dit, et l'on observait si les déplacements de l'image se faisaient à droite ou à gauche de la position 250. En faisant mouvoir la vis micrométrique, qui commandait le déplacement du plateau supérieur, dans un sens ou dans l'autre, on ramenait l'image à 250 divisions.

Dans ces conditions, l'aiguille était également influencée par les deux paires de quadrants de l'électromètre.

L'aiguille étant ramenée de cette façon à zéro, on constate les faits suivants :

1° Opérant avec 2 éléments Bunsen fraîchement montés et faisant varier le nombre des interruptions par seconde de l'interrupteur de la bobine, l'image ne se déplace pas.

2° Faisant passer dans la petite bobine le courant de 3 ou 4 éléments Bunsen, on n'observe aucune déviation de l'image.

3° Déplaçant de $\frac{5}{200}$ de millimètre le plateau supérieur mobile, dans un sens ou dans l'autre, à partir de la position qui maintient l'aiguille de l'électromètre en repos, on constatait sur l'échelle un déplacement de 5^{mm}, à droite ou à gauche de la position moyenne de l'image. C'était dans le cas où la bobine était actionnée par 2 éléments Bunsen. On constate, en outre, que si l'on augmente le nombre des éléments, pour des déplacements égaux du plateau

supérieur, le déplacement de l'image sur l'échelle est beaucoup plus considérable.

On voit donc que, dans les conditions où l'on a opéré, on n'avait à se préoccuper ni de la durée de la charge, ni de la différence de potentiel du condensateur.

L'aiguille étant au repos et le condensateur en communication avec l'électromètre, on notait la position du plateau supérieur. On introduisait ensuite la cuvette, en ayant soin de la placer bien horizontalement. L'image se déplaçait sur l'échelle; on la ramenait à la même position de repos, en élevant le plateau supérieur d'une quantité qu'on pouvait mesurer, comme on l'a vu, avec une approximation de $\frac{1}{200}$ de millimètre. On introduisait ensuite dans la cuvette le liquide diélectrique, dont on mesurait l'épaisseur. L'image se déplaçait; on continuait à élever le plateau supérieur, jusqu'à ce que l'image revînt à la même position de repos.

On avait tous les éléments pour mesurer les constantes diélectriques de la lame, qui forme le fond de la cuvette et du liquide diélectrique.

Soient e' et e les deux épaisseurs; a, b, c les positions du plateau supérieur, qui déterminent l'équilibre de l'aiguille, avant l'introduction de la cuvette, après l'interposition de la cuvette et enfin après l'introduction du liquide.

Il est évident que, si l'on considère les quatre plateaux inférieurs, comme restant à distance fixe et exerçant, par suite, entre eux, les mêmes actions, on pourrait envisager le plateau supérieur fixe et le plateau mobile, dans les trois positions a, b, c, comme formant successivement trois condensateurs, dont les capacités sont égales.

La capacité du premier condensateur à air est

$$(1) \qquad \frac{s}{4\pi d},$$

où d est la distance de deux plateaux.

La capacité du deuxième condensateur, où l'on a introduit la cuvette d'épaisseur e' et de constante diélectrique K', exprimée en capacité de condensateur à air, est

$$(2) \qquad \frac{s}{4\pi\left(d - e' + \frac{e'}{K'} + b - a\right)}.$$

En effet, la distance de deux plateaux équivaut à l'éloignement primitif des deux plateaux, diminué d'une couche d'air d'épaisseur $e' - \frac{e'}{K'}$ et augmenté de la distance dont on a déplacé le plateau mobile.

Enfin la capacité du troisième condensateur, où l'on a introduit le liquide diélectrique, exprimée en capacité de condensateur à air, est

$$(3) \qquad \frac{s}{4\pi\left[d - e' + \frac{e'}{K'} - e + \frac{e}{K} + (b-a) + (c-b)\right]},$$

e et K étant l'épaisseur et la constante diélectrique du liquide.

Les expressions (1), (2) et (3) sont égales.

Comparant (1) à (2), on déduit

$$d = d - e' + \frac{e'}{K'} + b - a,$$

d'où

$$(4) \qquad K' = \frac{e'}{e' - (b-a)}.$$

Comparant (2) à (3), on déduit de même

$$d - e' + \frac{e'}{K'} + b - a = d - e' + \frac{e'}{K'} - e + \frac{e}{K} + (b-a) + (c-b),$$

d'où

$$(5) \qquad K = \frac{e}{e - (c-b)}.$$

L'expression (4) fournit le pouvoir inducteur spécifique de la lame, dont est formée la cuvette; l'expression (5) celui du liquide.

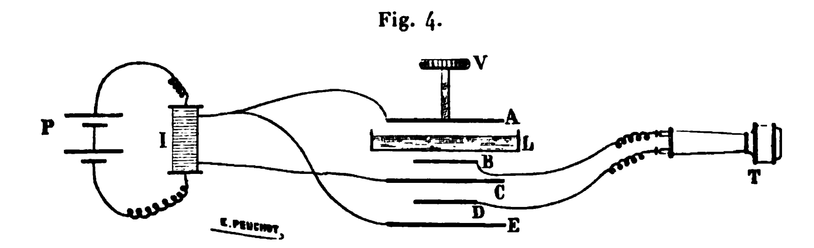
Comme dans (5) ne figure pas la constante a, fixant la position du plateau mobile déterminant l'équilibre de l'aiguille avant l'introduction de la cuvette, dans les mesures effectuées, je déterminais directement les positions b et c du plateau mobile, après les interpositions successives de la cuvette et du liquide.

Les cuvettes dont je me servais étaient l'une en verre, l'autre en cuivre dont on avait nickelé les faces, comme celles des plateaux métalliques. Je déterminais leurs constantes diélectriques à l'aide de la formule (4). La constante diélectrique de la lame métallique

avait, comme on devait s'y attendre et dans les conditions où l'on opérait, une valeur infinie. Les indications étaient d'ailleurs tellement exactes que, pour une lame métallique d'épaisseur de 2^{mm}, la quantité dont il fallait déplacer le plateau supérieur était juste 2^{mm}. En opérant avec les deux cuvettes, j'ai trouvé, pour les liquides, des résultats toujours concordants.

Un certain nombre de mesures ont été effectuées, remplaçant l'électromètre par un téléphone ou deux téléphones, mis en dérivation (*fig.* 4). Dans ce cas, les deux plateaux intermédiaires

Fig. 4.



étaient réunis au téléphone, et le minimum du bruit correspondait aux positions où les actions réciproques des plateaux du condensateur se contrebalançaient.

Comme je m'étais proposé de comparer la constante diélectrique à l'indice de réfraction d'une raie de longueur d'onde infinie, je déterminais les indices des substances par rapport aux raies D du chlorure de sodium et à la raie rouge du chlorure de lithium, ce qui me permettait, me servant de la formule de Cauchy

$$n = a + \frac{b}{\lambda^2},$$

réduite à deux termes, de déterminer les constantes a et b qui y figurent.

Quant aux densités, elles ont été prises par la méthode ordinaire du flacon.

Résultats. — Les substances sur lesquelles j'ai opéré ont été les hydrocarbures appartenant à la série de la benzine $C^m H^{2m-6}$, l'essence de térébenthine, l'éther ordinaire et un certain nombre des huiles ordinaires.

Les Tableaux qui suivent résument une partie des observations.

Comparaison entre la constante diélectrique et l'indice de réfraction.

Substances.	Constante diélectrique K.	Température de la détermination de K.	$\sqrt{K}$.	Indice de réfraction.	
Premier échantillon de benzine contenant du thiophène.	2,3206	26°	1,5316	$n_D = 1,4974$ $n_\nu = 1,4895$	26°
Second échantillon de benzine contenant du thiophène.	2,2988	25	1,5172	$n_D = 1,4978$	
Benzine pure sans thiophène.......	2,2921	14	1,5139	$n_D = 1,5062$ $n_\nu = 1,5026$	15
Toluène...........	2,242	27	1,4949	$n_D = 1,4912$ $n_\nu = 1,4857$	27
Même échantillon..	2,3013	14	1,5165	$n_D = 1,4984$ $n_\nu = 1,4937$	15
Xylène (mélange de plusieurs isomères)............	2,2679	27	1,5059	$n_D = 1,4897$ $n_\nu = 1,4842$	27
Métaxylène........	2,3781	12	1,5421	$n_D = 1,4977$ $n_\nu = 1,4937$	15
Pseudo-cumène....	2,4310	14	1,5591	$n_D = 1,4837$ $n_\nu = 1,4797$	15
Cymène...........	2,4706	19	1,5716	$n_D = 1,4837$ $n_\nu = 1,4792$	15
Essence de térébenthine............	2,2618	20	1,5039	$n_D = 1,4726$ $n_\nu = 1,4690$	15

De l'examen de ce Tableau, il résulte que la différence entre la racine carrée de la constante diélectrique et l'indice de réfraction par rapport à la raie D affecte le chiffre des centièmes. Il eût été superflu de comparer $\sqrt{K}$ à la constante a, donnée par la formule de Cauchy $n = a + \frac{b}{\lambda^2}$, comme le veut la loi de Maxwell.

Un certain nombre d'essais portaient sur la variation de la constante diélectrique avec la température. A cet effet, je chauffais le liquide jusqu'à une température déterminée, je le laissais ensuite se refroidir, et je déterminais, à des températures que je notais soigneusement, la constante diélectrique. Ces déterminations ont

porté sur le toluène et sur le xylène, tels qu'on les trouve dans le commerce, entre des températures variant de 20° à 32°.

J'ai constaté une diminution de la constante diélectrique avec la température. Comme d'ailleurs, pour des températures s'approchant plus ou moins du point d'ébullition, le liquide devient conducteur, et qu'alors sa constante diélectrique devient, sinon infinie du moins très grande, la constante diélectrique doit passer par un minimum.

La formule qui exprimerait cette variation de la constante diélectrique serait de la forme

$$K_t = K_{t_0}[1 - \alpha(t - t_0) + \beta(t - t_0)^2],$$

t_0 désignant la température initiale, α et β étant des coefficients constants et positifs pour un liquide déterminé. Il serait intéressant de voir si la température du minimum correspond à celle que l'on obtiendrait analytiquement, en égalant à zéro la dérivée de K_t par rapport à t. Je me propose, dans un travail ultérieur, d'étendre ces recherches, en opérant dans un plus grand intervalle de température.

Comparaison entre la constante diélectrique, la densité et le poids moléculaire de la substance.

				Substances			
Substances.	Poids moléculaire.	Densité.	K.	$\sqrt{K}$.	$\frac{\sqrt{K-1}}{d}$.	$\frac{K-1}{d}$.	$\frac{K-1}{(K+2)d}$.
1er échantillon de benzine......	78	$d_{26} = 0,8803$	$K_{26} = 2,3206$	1,5316	0,60	1,500	0,34
2e échantillon de benzine......	78	$d_{25} = 0,8756$	$K_{26} = 2,2988$	1,5172	0,59	1,48	0,34
Benzine pure...	78	$d_{14} = 0,8853$	$K_{14} = 2,2921$	1,5139	0,58	1,459	0,34
Toluène.......	92	$d_{27} = 0,8608$	$K_{27} = 2,242$	1,4949	0,57	1,442	0,34
		$d_{14} = 0,8711$	$K_{14} = 2,3013$	1,5165	0,59	1,49	0,346
Xylène (mélange d'isomères)..	106	$d_{27} = 0,8554$	$K_{27} = 2,2679$	1,5059	0,588	1,475	0,345
Métaxylène....	106	$d_{12} = 0,8702$	$K_{12} = 2,3781$	1,5421	0,62	1,58	0,36
Pseudo-cumène.	120	$d_{14} = 0,857$	$K_{14} = 2,4310$	1,5591	0,65	1,66	0,37
Cymène........	134	$d_{19} = 0,851$	$K_{19} = 2,4706$	1,5716	0,67	1,72	0,38
Essence de térébenthine.....	136	$d_{20} = 0,875$	$K_{20} = 2,2618$	1,5039	0,57	1,44	0,337

De l'ensemble de ce Tableau on déduit :

1° Que la constante diélectrique croît quand la molécule se complique ;

2° Que le rapport $\frac{\sqrt{K-1}}{d}$ croît, quoique de quantités inégales, quand on avance dans la série ;

3° Même remarque pour le rapport $\frac{K-1}{d}$;

4° Que le rapport $\frac{K-1}{(K+2)d}$ est à peu près constant, ce qui constituerait une relation qui lie K à la densité, pour la série des corps que j'ai essayés et qui sont de la forme $C^m H^{2m-6}$; la valeur de ce rapport est une constante particulière à cette série.

Les résultats des déterminations des constantes diélectriques des huiles, de nature végétale ou animale, d'un certain nombre d'éthers simples ou composés, de la variation des constantes diélectriques de ces substances avec la température, ainsi que de la valeur de la constante diélectrique d'un élément à l'état libre, ou en combinaison, formeront l'objet d'une prochaine publication.

Sur l'intensité absolue de la pesanteur;

par M. le Commandant Defforges.

I. — Considérations préliminaires.

La formule bien connue

$$T = \pi\sqrt{\frac{l}{g}} \tag{1}$$

s'applique à un pendule idéal, formé d'un point matériel pesant, relié, par un fil sans poids, rigide et inextensible, à un point absolument fixe autour duquel il exécute, dans un milieu sans résistance, des oscillations planes infiniment petites.

Aucune de ces conditions n'est réalisable dans la pratique des observations qui ont pour but la mesure de g par le pendule.

Le point matériel est remplacé par une masse pesante de dimensions finies. La liaison de cette masse à la suspension se fait à

l'aide d'un fil ou d'une verge pesants, non absolument rigides et inextensibles. L'axe idéal de suspension est remplacé par un ressort flexible dont l'élasticité n'est jamais nulle et qui prend, en se courbant, une forme compliquée, ou par un couteau qui roule avec frottement sur un plan, changeant ainsi, à chaque instant, le centre instantané de rotation du système. Les oscillations ont lieu dans un milieu résistant, qui est l'air ambiant, et enfin le support lui-même, auquel est fixé le ressort ou sur lequel roule le couteau, est mis en mouvement par le pendule et oscille avec lui.

Chacune de ces modifications des conditions théoriques de la formule a, sur l'oscillation d'un pendule matériel, une action troublante qui en modifie le régime et la durée ([1]).

1° Le pendule étant de dimensions finies, au lieu d'être réduit à un point, la valeur de l qu'il faut introduire dans la formule (1), c'est-à-dire la longueur du pendule idéal synchrone, selon l'expression usitée, dépend de la distance h du centre de gravité G du pendule matériel à son axe de suspension O et de la constante k^2 de son moment d'inertie (*fig.* 1) :

$$l = h + \frac{k^2}{h}.$$

Le point C, pris sur la ligne OG, tel que

$$GC = h' = \frac{k^2}{h},$$

s'appelle le centre d'oscillation correspondant à l'axe de suspension O.

Il suit de là

$$h = \frac{k^2}{h'},$$

c'est-à-dire le centre d'oscillation et l'axe de suspension sont réciproques; et

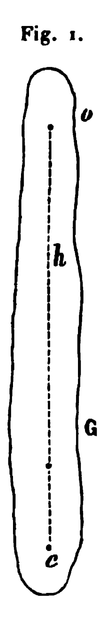
$$l = h + h',$$

([1]) Une analyse générale et très complète des actions des *forces troublantes* sur la durée et l'amplitude des oscillations du pendule a été insérée, par M. l'ingénieur Cellérier, dans les *Archives des Sciences physiques et naturelles* publiées à Genève, octobre 1875.

c'est-à-dire la longueur du pendule idéal synchrone est égale à la distance qui sépare l'axe de suspension et le centre d'oscillation correspondant.

La difficulté est de déterminer le point C dans un corps de forme quelconque et d'homogénéité imparfaite. C'est pour cela que Bouguer et, après lui, Borda, Biot et Bessel, se sont efforcés de se rapprocher autant que possible du pendule idéal en faisant osciller une masse de platine de forme géométrique suspendue à un fil métallique extrêmement fin.

Fig. 1.



De Prony a le premier proposé, dans un Mémoire inédit présenté le 11 vendémiaire an IX (3 octobre 1800) (¹) à l'Académie des Sciences, de disposer sur le corps oscillant, outre le couteau de suspension, un second couteau passant par le centre d'oscillation et de faire apparaître ainsi matériellement et le centre d'os-

(¹) Ce Mémoire, que j'ai eu la bonne fortune de retrouver, grâce à l'obligeance de M. le Directeur et de M. le bibliothécaire de l'École des Ponts et Chaussées, dans les papiers de Prony conservés à ladite École, sera publié, par les soins de M. Wolf, dans le tome des *Memoires de la Société de Physique* relatif au pendule.

cillation et la longueur du pendule synchrone. Il n'a malheureusement jamais réalisé son pendule, ni fait aucune expérience. C'est Kater (1818) qui, le premier, construisit un pendule, dit *convertible,* muni de deux couteaux tellement placés que l'arête de l'un d'eux renfermât le centre d'oscillation correspondant à l'axe de suspension représenté par l'arête de l'autre. Un poids curseur permettait de modifier le moment d'inertie du pendule jusqu'à ce que les durées d'oscillation autour des deux couteaux fussent égales; T étant la durée commune et λ la distance entre les deux arêtes, on a la relation

$$g = \frac{\pi^2 \lambda}{T^2}.$$

Bohnenberger avait proposé, en 1811 (*Astronomie,* Tubingen), un pendule muni de deux couteaux réciproques, mais dépourvu de moyen de réglage, faisant remarquer que l'erreur, commise forcément par le constructeur dans la position du centre d'oscillation, peut être éliminée par une combinaison convenable des résultats de l'observation.

On aura, si le centre d'oscillation ne coïncide pas avec l'arête du second couteau,

$$k^2 = hh' \pm \mu^2,$$

$$\frac{k^2}{h} = h' \pm \frac{\mu^2}{h},$$

$$\frac{k^2}{h'} = h \pm \frac{\mu^2}{h'},$$

et, par conséquent, autour du premier couteau,

$$T^2 = \frac{\pi^2}{g}\left(h + h' \pm \frac{\mu^2}{h}\right);$$

autour du second couteau,

$$T'^2 = \frac{\pi^2}{g}\left(h + h' \pm \frac{\mu^2}{h'}\right),$$

d'où

$$\tau^2 = \frac{hT^2 - h'T'^2}{h - h'} = \frac{\pi^2}{g}(h + h') = \frac{\pi^2}{g}\lambda.$$

Afin de faciliter le langage, nous appellerons la quantité τ la *durée d'oscillation théorique du pendule.*

Afin que la formule ne se présente pas sous une forme illusoire, il est nécessaire que $h - h'$ ne soit pas nul, c'est-à-dire que le centre de gravité ne soit pas au milieu de la longueur.

Ce principe fécond, qui est le principe même de la réversion, a été appliqué, pour la première fois, dans le pendule symétrique à axes réciproques, proposé par Bessel en 1849 [1] et construit beaucoup plus tard par Repsold, de Hambourg.

2° La suspension à ressort, à cause de l'incertitude du point autour duquel s'effectue la rotation et à cause de la déformation du ressort, ne peut être employée que dans des mesures différentielles, telles que les mesures de Bessel à Berlin et à Königsberg [2].

L'analyse de l'influence de l'élasticité et de la courbure du ressort de suspension sur l'oscillation constitue un problème très délicat et dont la solution reste encore incertaine. Ce mode de suspension n'a été d'ailleurs que très rarement employé dans les expériences relatives à la mesure de g [3].

La suspension à couteau, pour être meilleure, n'en présente pas moins des difficultés sérieuses. Le pendule, dans son mouvement oscillatoire, au lieu de tourner autour d'un point fixe, change incessamment de centre instantané de rotation. En effet, le couteau, quelque bien travaillé qu'il soit, se termine par une arête de dimensions transversales finies, quoique très petites. Cette arête, vue au microscope avec un très fort grossissement, a l'apparence d'un grossier cylindre à base quelconque. Ce cylindre roule sur le plan de suspension avec frottement. Il en résulte que le centre instantané de rotation se déplace sur la développée de la courbe base du cylindre [4]. L'effet du frottement est nul sur la durée; il ne fait que diminuer l'amplitude. Il n'en est pas de même de la variation de position du centre instantané de rotation.

L'équation des forces vives, pour un pendule matériel oscillant

---

(1) *Construction eines symetrisch geformten Pendels mit reciproken Axen.*

(2) *Untersuchungen über die Länge des einfachen Secundenpendels.*

(3) *Voir* Pucci et Pisati, *Sulla lunghezza del pendolo a secondi.* Roma, 1883.

(4) Il est fait abstraction ici de la déformation du couteau et du plan de suspension pendant le mouvement. J'en reparlerai plus tard, à propos de ma méthode différentielle.

dans le vide autour d'un point fixe, est

$$\text{const.} = M(h^2 + k^2)\left(\frac{d\theta}{dt}\right)^2 - 2Mgh\cos\theta.$$

Si le pendule, au lieu de tourner autour d'un point fixe, roule sur un cylindre à base circulaire, le travail de la pesanteur, au lieu d'être $Mgh(\cos\theta - \cos\alpha_0)$, devient (*fig.* 2), en négligeant EF,

$$Mg(h+\rho)(\cos\theta - \cos\alpha_0),$$

Fig. 2.

et l'équation des forces vives est

$$\text{const.} = M(h^2 + k^2)\left(\frac{d\theta}{dt}\right)^2 - 2Mg(h+\rho)\cos\theta,$$

ρ étant le rayon de la section droite du cylindre de l'arête.

On a, dès lors,

$$T^2 = \frac{\pi^2}{g}\,\frac{h^2+k^2}{h+\rho} = \frac{\pi^2}{g}\left(h + \frac{k^2}{h}\right)\left(1 - \frac{\rho}{h} + \frac{\rho^2}{h^2} - \dots\right);$$

d'où

$$l = \left(h + \frac{k^2}{h}\right)\left(1 - \frac{\rho}{h}\right),$$

en supposant ρ très petit.

Si le rayon de courbure est variable, à cause de sa peti-

tesse, on pourra remplacer ρ dans la formule par la quantité moyenne (*fig.* 3)

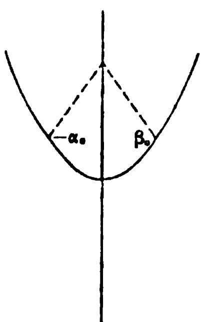
$$\rho_{\alpha_0} = \frac{\int_{-\alpha_0}^{\beta_0} \rho \, d\alpha}{\alpha_0 + \beta_0},$$

ou, en négligeant un infiniment petit du second ordre,

$$\rho_{\alpha_0} = \frac{\int_{-\alpha_0}^{\alpha_0} \rho \, d\alpha}{2\alpha_0},$$

qui est le rayon de courbure moyen du cylindre de l'arête, dans la portion de l'arête utilisée pendant une oscillation.

Fig. 3.



Pour $(n+1)$ oscillations, commençant à l'amplitude α_0 et finissant à l'amplitude α_n, on devra introduire dans la formule, à la place de ρ, l'expression

$$\rho_{\alpha_0 \alpha_n} = \frac{1}{n+1}(\rho_{\alpha_0} + \rho_{\alpha_1} + \ldots + \rho_{\alpha_n});$$

ce qui revient à dire que la correction due à la courbure du couteau est variable, qu'elle varie avec l'amplitude de l'oscillation et que, pour une série d'oscillations donnée, elle dépend de l'amplitude initiale et de l'amplitude finale de la série.

On voit combien il serait difficile de tenir compte directement de cette cause d'erreur. Borda ne s'en est pas préoccupé. Et cependant, le rayon de courbure moyen d'une arête de couteau peut

devenir très grand relativement, sans que l'arête cesse de présenter une très bonne apparence. Il est moyennement de 50 microns et peut atteindre facilement 200 microns et plus.

Avec le pendule de Kater, les deux couteaux étant fixes et n'ayant pas nécessairement même rayon de courbure, quand on a réalisé l'égalité des deux durées, on a

$$T^2 = \frac{\pi^2}{g}\left(h + \frac{k^2}{h}\right)\left(1 - \frac{\rho}{h}\right),$$

$$T'^2 = \frac{\pi^2}{g}\left(h' + \frac{k^2}{h'}\right)\left(1 - \frac{\rho'}{h'}\right);$$

d'où, puisque $T^2 = T'^2$,

$$k^2 = hh'\left(1 + \frac{h+h'}{h-h'}\,\frac{h\rho' - h'\rho}{hh'}\right).$$

Le centre d'oscillation réciproque de l'arête de chacun des couteaux n'est donc pas exactement sur l'arête de l'autre couteau et la distance de ces deux arêtes n'est pas exactement égale à la longueur du pendule synchrone. La courbure finie des deux couteaux rend donc le réglage illusoire ou au moins incomplet.

Avec le pendule réversible de Bohnenberger, on a, autour du premier couteau, dans les limites d'amplitude α_0, α_n,

$$T_1^2 = \frac{\pi^2}{g}\left(h + \frac{k^2}{h} \pm \frac{\mu^2}{h}\right)\left(1 - \frac{\rho_{\alpha_0\alpha_n}}{h}\right);$$

autour du second couteau, dans les limites d'amplitude α'_0, α'_n,

$$T_1'^2 = \frac{\pi^2}{g}\left(h' + \frac{k^2}{h'} \pm \frac{\mu^2}{h'}\right)\left(1 - \frac{\rho'_{\alpha'_0\alpha'_n}}{h'}\right)$$

et

$$\tau_1^2 = \frac{hT_1^2 - h'T_1'^2}{h-h'} = \frac{\pi^2}{g}\lambda\left(1 + \frac{\rho'_{\alpha'_0\alpha'_n} - \rho_{\alpha_0\alpha_n}}{h-h'}\right).$$

La durée théorique correspondant à la distance mesurée λ des arêtes des couteaux est erronée, à cause de la différence des rayons de courbure moyens.

Bessel a fait remarquer le premier qu'en échangeant les couteaux on aurait, dans les mêmes limites d'amplitude,

$$\tau_1^2 = \frac{hT_1^2 - h'T_1'^2}{h-h'} = \frac{\pi^2}{g}\lambda\left(1 + \frac{\rho'_{\alpha_0\alpha_n} - \rho_{\alpha_0\alpha_n}}{h-h'}\right)$$

et

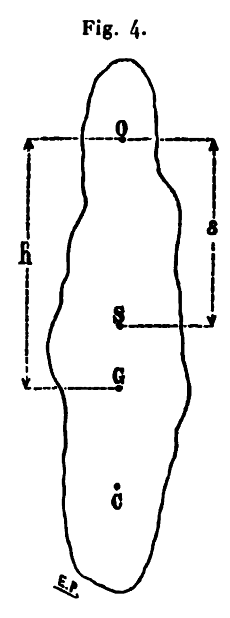
$$\tau_2^2 = \frac{h T_2^2 - h' T_2'^2}{h - h'} = \frac{\pi^2}{g} \lambda \left(1 - \frac{\rho'\alpha_0\alpha_n - \rho\alpha_0\alpha_n}{h - h'}\right),$$

et que la moyenne

$$\frac{\pi^2}{g} \lambda = \frac{\tau_1^2 + \tau_2^2}{2}$$

est indépendante des rayons de courbure des couteaux, à la condition expresse que toutes les observations soient faites dans les mêmes limites d'amplitude.

Fig. 4.



3° Le pendule oscille dans l'air. Or l'air agit sur lui de trois manières différentes : par sa résistance, par la perte de poids qu'il fait subir à tous les corps, par sa viscosité et son adhérence à la surface du corps oscillant.

Le pendule en mouvement, choquant les particules de l'air voisines, subit une perte de force vive qui, si la résistance de l'air est supposée proportionnelle au carré de la vitesse, n'agit que sur l'amplitude et n'influence pas la durée ([1]).

([1]) Si la résistance de l'air est supposée proportionnelle à la vitesse, son in-

Le pendule, plongé dans l'air, y perd une partie de son poids égale au poids de l'air déplacé. C'est comme si le pendule était soumis, à la fois, à la pesanteur qui agit au centre de gravité et à une force antagoniste égale et de signe contraire à l'action de la pesanteur sur le fluide déplacé, mais appliquée au centre de figure du corps oscillant,

M' étant la masse du fluide déplacé,
s la distance du centre de figure à l'axe de suspension,
M la masse du pendule.

Si dg est la variation apparente de la pesanteur produite par la perte de poids,

$$\frac{h+\frac{k^2}{h}}{l}=\frac{g-dg}{g}=\frac{Mh-M's}{Mh}.$$

La longueur du pendule synchrone devient, de ce fait,

$$l=\left(h+\frac{k^2}{h}\right)\left(1+\frac{M's}{Mh}\right).$$

Cette correction fut faite pour la première fois par Bouguer; après lui par Borda, Biot et Kater. Bessel démontra qu'elle est insuffisante. Les expériences de du Buat avaient mis hors de doute, dès 1786 (¹), que lorsqu'un corps se meut dans un fluide il entraîne avec lui une partie du fluide qui adhère à sa surface et communique aux couches environnantes des vitesses variables, qui vont en s'éteignant à mesure qu'on s'éloigne du corps en mouvement. C'est ainsi qu'un navire soulève et entraîne une sorte de proue liquide qui s'écoule le long de ses flancs avec une vitesse relative de signe contraire, mais inférieure à la vitesse propre du navire. C'est ainsi qu'il se forme à l'arrière du même navire un remous et un sillage. Les mêmes phénomènes se produisent pendant le mouvement d'un pendule dans l'air. Une certaine masse m' du fluide ambiant est animée de vitesses variables aux différents points de

---

fluence sur la durée est négligeable, à la condition que les oscillations soient très petites et que la résistance de l'air soit une très petite force par rapport au poids du pendule.

(¹) Du Buat, *Principes d'Hydraulique*.

la masse, vitesses que nous pouvons toujours supposer proportionnelles à la vitesse du pendule, d'ailleurs très faible. La force vive du système se trouve dès lors accrue d'une quantité

$$\int dm' c^2 \left(\frac{d\theta}{dt}\right)^2 = m' C^2 \left(\frac{d\theta}{dt}\right)^2 \text{ (1)},$$

et l'équation des forces vives devient

$$\text{const.} = M\left(h^2 + k^2 + \frac{m'}{M} C^2\right)\left(\frac{d\theta}{dt}\right)^2 - 2gMh\cos\theta = 0.$$

La longueur du pendule synchrone est alors

$$l = h + \frac{k^2}{h} + \frac{m'C^2}{Mh} = h + \frac{k^2 + \frac{m'C^2}{M}}{h} = \left(h + \frac{k^2}{h}\right)\left(1 + \frac{m'C^2}{Mh^2}\right).$$

L'effet est le même que si l'on augmentait de la quantité $\frac{m'C^2}{M}$ la constante k^2 du moment d'inertie, ce que Bessel exprimait en disant que le pendule se meut dans l'air comme il se mouvrait dans le vide, en supposant attachée à son centre de gravité une molécule d'air dont la masse dépend de la forme du corps, de l'état de la surface, de l'état, de la densité et de la pression du fluide environnant et enfin de la vitesse du corps oscillant, c'est-à-dire de l'amplitude de l'oscillation.

On réunit habituellement les deux termes provenant de la poussée et de l'entraînement de l'air en posant

$$n = \frac{m'C^2}{M'hs}.$$

Alors

$$l = \left(h + \frac{k^2}{h}\right)\left[1 + \frac{M's}{Mh}(1+n)\right].$$

C'est ce coefficient n que Poisson a tenté de déterminer par la théorie (il a trouvé $n = \frac{3}{2}$), que Bessel et Baily ont mesuré expérimentalement dans quelques cas définis. Ce coefficient est très variable et peut atteindre une valeur très élevée. Baily cite un cas où il est égal à 7.

---

(1) Le coefficient c est évidemment différent pour chaque molécule.

Dans la pratique des observations de pendule, on réunit habituellement dans un même terme l'effet total de l'air et l'on écrit

$$l = \left(h + \frac{k^2}{h}\right)\left(1 + \frac{\gamma_{\alpha_0\alpha_n}}{h}\right).$$

Il est évident que le calcul de la fonction γ, qui dépend de quantités si diverses, est impossible. Il faut ou la déterminer expérimentalement, comme l'a fait Bessel, en faisant osciller dans le milieu considéré deux pendules extérieurement identiques, mais de poids aussi différents que possible, ou l'éliminer par la méthode d'observation.

Bouguer, Borda, Biot et Kater ne se sont pas préoccupés de l'entraînement de l'air. Les résultats de leurs mesures présentent donc, de ce chef, une incertitude analogue à celle qui provient des rayons de courbure négligés des couteaux et que nous avons signalée plus haut.

Quand il s'agit du pendule réversible, on fait encore entrer dans la quantité γ le défaut de coïncidence du centre d'oscillation correspondant à l'un des couteaux, considéré comme axe de suspension, avec l'arête du second couteau.

Bessel a proposé le premier d'éliminer γ par le principe de la réversion. On a, autour du premier couteau,

$$T^2 = \frac{\pi^2}{g}\left(h + \frac{k^2}{h}\right)\left(1 + \frac{\gamma_{\alpha_0\alpha_n}}{h}\right),$$

autour du second couteau

$$T'^2 = \frac{\pi^2}{g}\left(h' + \frac{k^2}{h'}\right)\left(1 + \frac{\gamma'_{\alpha'_0\alpha'_n}}{h'}\right),$$

et, par suite,

$$\frac{hT^2 - h'T'^2}{h - h'} = \frac{\pi^2}{g}\left(h + \frac{k^2}{h}\right)\left(1 + \frac{\gamma_{\alpha_0\alpha_n} - \gamma'_{\alpha'_0\alpha'_n}}{h - h'}\right).$$

Si $\gamma_{\alpha_0\alpha_n} = \gamma'_{\alpha'_0\alpha'_n}$, le second terme du second membre est nul.

Il faut et il suffit, pour réaliser l'élimination, que le pendule soit symétrique dans sa forme extérieure et que les observations aient lieu sur les deux couteaux entre les mêmes limites d'amplitude.

Ainsi donc, en résumant, les travaux et les idées accumulées de

de Prony, de du Buat, de Bohnenberger, de Kater et enfin de Bessel avaient, dès 1849, conduit à la conception d'un pendule matériel, muni de deux couteaux échangeables, dont les arêtes sont à très peu près des axes réciproques. Un tel pendule élimine, par la réversion, l'erreur de la position du centre d'oscillation; par la symétrie de la forme, l'effet total du milieu ambiant; par l'échange des couteaux, l'influence de la courbure de leurs arêtes; sous la réserve expresse, malheureusement trop souvent méconnue par les observateurs, que les oscillations autour des deux couteaux, c'est-à-dire dans les deux positions du pendule, avant comme après l'échange desdits couteaux, soient effectuées dans les mêmes limites d'amplitude.

Ce pendule, proposé et calculé par Bessel, ne fut exécuté qu'après sa mort, par Repsold, de Hambourg.

II. — Pendule réversible de Repsold.

Les pendules réversibles construits par Repsold sont de deux types. Les uns ont une durée d'oscillation voisine de 1^s, les autres ont une durée voisine de $0^s,75$. Ils ont donc, soit 1^m environ, soit $0^m,56$ environ de longueur entre les arêtes des couteaux. Les divers appareils existant diffèrent par quelques détails de construction peu importants. Au fond, ils sont tous très semblables.

Je décrirai ici rapidement l'appareil construit en 1880 pour le service géographique de l'armée française. Les constructeurs ont réalisé dans ce pendule quelques perfectionnements.

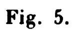
L'instrument se compose (*fig.* 5) d'un support métallique démontable et transportable, en forme de trépied, sur lequel oscille un pendule réversible symétrique muni de deux couteaux échangeables.

Un comparateur à microscopes, mobile autour d'un axe vertical, permet de mesurer la distance des arêtes, le pendule restant suspendu, et de la comparer aux traits d'un étalon voisin du pendule. Le comparateur et l'étalon sont portés par le trépied.

Un appareil spécial sert à mesurer la distance du centre de gravité aux arêtes des deux couteaux.

1° *Le pendule.* — Le pendule se compose d'une tige cylindrique

creuse de $0^{m},04$ de diamètre extérieur et d'environ $0^{m},002$ d'épaisseur. Aux deux extrémités de la tige sont fixés deux disques circu-


Fig. 5.

laires de $0^{m},03$ d'épaisseur et de $0^{m},08$ de diamètre. La tige est perpendiculaire aux plans des disques.

L'un des disques est plein et l'autre creux et parfaitement étanche. C'est cette différence de poids des deux disques qui éloigne le centre de gravité du centre de figure et rend *h* et *h'* inégaux.

En dehors des disques, la tige du pendule porte à ses deux extrémités deux pointes formées d'un court cylindre de $0^m,006$ de diamètre et $0^m,015$ de longueur, terminé par un cône assez aplati. Tout le pendule est exactement tourné et centré sur ces pointes, qui peuvent servir, par conséquent, à sa vérification.

Les montures du couteau sont soudées à la tige. Elles sont d'une forme particulière assez compliquée, motivée par le mode de suspension du pendule sur son support. Les couteaux reposent sur leur monture par l'extrémité de leur face inférieure. Ils s'appuient sur deux surfaces planes venues au tour et parfaitement perpendiculaires à l'axe du pendule. Deux étriers munis d'une vis de pression les maintiennent pressés sur leurs surfaces d'appui.

Les couteaux sont en agate, de $0^m,06$ de longueur. Ils présentent la forme d'un prisme horizontal dont les deux arêtes auraient été tronquées. Les plans de troncature sont inclinés à 45° sur chacune des faces du prisme et se rencontrent par conséquent sous un angle de 90°. L'arête est formée par deux biseaux légèrement inclinés sur les plans de troncature.

Le prisme n'est ainsi tronqué que sur les quatre centimètres de sa partie médiane. Les deux extrémités conservent, sur une longueur d'environ $0^m,01$, la forme prismatique.

Ce sont ces prismes terminaux qui sont engagés dans l'étrier de la monture et qui servent à fixer les couteaux solidement au pendule. En desserrant les vis de pression des étriers, les couteaux peuvent être retirés de leur monture. Comme ils sont aussi identiques que possible, ils peuvent être échangés et retournés bout pour bout.

L'agate des couteaux a reçu le degré de poli le plus élevé, celui qu'on appelle le *poli spéculaire*.

Les couteaux reposent, comme on le verra tout à l'heure, sur un seul plan d'agate porté par une sorte de potence fixée au trépied. La tige du pendule est évidée pour laisser passer cette potence. Elle se trouve ainsi très affaiblie, ce qui est un assez grave défaut.

Le pendule, comme le demande la théorie de la réversion, est absolument symétrique par rapport à un plan perpendiculaire à son axe de figure en son milieu.

2° *Le support.* — C'est une sorte de trépied démontable, formé d'une platine inférieure en bronze, assez lourde, munie de trois vis calantes reposant sur des galets.

Sur cette platine sont fixées, à l'aide d'écrous, trois tiges creuses inclinées qui convergent à leur extrémité supérieure et supportent une platine supérieure en bronze dans laquelle elles sont engagées et maintenues par des écrous.

La platine supérieure porte la potence, surmontée d'un plan d'agate serti dans le métal et sur lequel repose l'arête du couteau pendant les oscillations. Un système de V mobiles à l'aide d'un levier et d'une vis de rappel reçoit le pendule et sert à l'élever et à l'abaisser sans secousse.

Le plan d'agate a environ $0^{m},01$ de largeur et $0^{m},04$ de longueur à sa surface supérieure, qui est parfaitement travaillée et polie.

Une entaille cylindrique l'interrompt dans son milieu, qui est évidé pour laisser passer la lumière et laisser apercevoir l'arête dans le champ du microscope supérieur du cathétomètre pendant la mesure de la longueur. L'arête du couteau, qui a $0^{m},04$, ne repose donc sur le plan que sur $3^{cm},5$ environ; le demi-centimètre du milieu est libre.

La platine inférieure du support porte un arc divisé en degrés dont le bord est voisin de la pointe inférieure du pendule et qui sert à mesurer l'amplitude de l'oscillation. A cet arc est fixée une pince mobile à charnière qui peut être abaissée ou relevée à volonté. Cette pince permet de saisir la queue inférieure du pendule entre un butoir à ressort et une vis de rappel et de l'immobiliser pendant le réglage de l'appareil et la mesure de la longueur.

3° *Le comparateur.* — Les deux platines de support soutiennent le comparateur et son étalon.

Le comparateur est formé d'une colonne creuse qui repose par son extrémité inférieure, en pointe, dans une crapaudine fixée à la platine inférieure, et qui est saisie à sa partie supérieure par un collier dépendant de la platine supérieure. La crapaudine est mo-

bile, par le jeu de vis spéciales, dans deux sens horizontaux perpendiculaires et dans le sens vertical. Le collier supérieur est fixe.

Les mouvements de la crapaudine permettent, à l'aide d'un niveau placé sur la colonne, de la rendre verticale et de l'amener, avec les microscopes qu'elle porte, à la hauteur convenable.

Les deux microscopes à micromètre sont montés sur la colonne de manière à pouvoir, à l'aide d'un niveau spécial placé sur leur tube, être rendus perpendiculaires à l'axe du comparateur. Le microscope supérieur peut, en outre, être élevé ou abaissé tout en restant parallèle à lui-même. Ce mouvement spécial permet de régler à volonté la distance comprise entre les axes optiques des deux microscopes.

Le tour de vis des micromètres est très voisin de $\frac{1}{10}$ de millimètre, le tambour est divisé en 100 parties qui correspondent chacune à environ un micron.

Un peigne à cinq dents sert à compter les tours. Le châssis mobile des micromètres porte une double paire de fils dont la distance, dans chaque paire, est calculée de façon qu'ils encadrent convenablement les divisions de l'étalon.

Les deux paires de fils sont à une distance de deux tours et demi de la vis. En employant alternativement pour la mesure l'une et l'autre paire de fils et prenant la moyenne des nombres obtenus avec l'une et l'autre, on élimine en très grande partie l'erreur périodique de la vis ; cette erreur est d'ailleurs peu sensible.

4° *L'étalon*. — Il est formé d'un tube de laiton étiré creux, pareil à celui qui forme la tige du pendule, et pris dans le même tube qu'elle, afin que les dilatations de l'étalon et du pendule soient comparables. Aux deux extrémités du tube, la moitié antérieure du cylindre creux est enlevée par deux sections faites par deux plans passant, l'un par l'axe du cylindre, l'autre perpendiculaire au premier et à cet axe.

Aux portions hémicylindriques restantes du tube sont fixées par des vis et soudées à l'argent (1) deux pièces en cuivre portant une

(1) Les étalons des appareils sortis des ateliers de Repsold sont simplement ajustés à l'aide de vis. Trouvant cet ajustage insuffisant, j'ai fait souder à l'argent les diverses pièces de l'étalon de l'appareil du service géographique.

lame d'argent dont la surface polie est contenue dans le plan de la section verticale du tube et dont une des arêtes coïncide avec l'axe du cylindre.

L'une des lames ne porte que trois traits, distants de $\frac{1}{10}$ de millimètre. Le trait milieu est marqué o et sert d'origine à la division. La seconde lame porte une division en dixièmes de millimètre de 558^{mm} à 560^{mm}.

L'étalon renferme, dans l'intérieur du tube, un thermomètre métallique formé d'un cylindre de zinc et d'un cylindre de laiton, concentriques entre eux et avec l'étalon, soudés l'un à l'autre et portant un index divisé qui se meut librement, par l'effet des dilatations accumulées des deux cylindres, tout contre le groupe de trois traits portés par la lame du zéro.

L'étalon, comme le comparateur, est porté par une crapaudine fixée à la platine inférieure et munie de trois mouvements, deux horizontaux, un vertical; il est fixé, par sa partie supérieure, à la platine supérieure du support à l'aide d'un collier. Ce collier, par le jeu de vis spéciales, peut être déplacé de façon à éloigner ou rapprocher l'étalon du comparateur pour la mise au point. Un niveau spécial s'ajuste sur la tête de l'étalon et sert à rendre son axe vertical.

Le pointé des traits de l'étalon se fait en les encadrant entre les deux fils de l'une ou l'autre des deux paires. Le pointé de l'arête du couteau s'effectue en plaçant la génératrice terminale à égale distance des deux fils. Il faut ainsi apprécier l'égalité de deux bandes, l'une lumineuse, l'autre presque obscure. Il y a, de ce chef, une équation personnelle assez notable dans le pointé, qui nuit à la précision de la mesure et *se double* dans le résultat.

5° *Appareil pour la détermination du centre de gravité.* — Il se compose essentiellement d'un double tronc de cône en acier, mobile à l'aide d'une vis de rappel, d'un mouvement très lent, autour de l'axe commun des deux cônes. Ces deux troncs de cône sont en contact par leur petite base et forment une sorte de gorge mobile sur laquelle le pendule peut être placé en équilibre. Dans la position d'équilibre, le centre de gravité du pendule et l'axe du double tronc de cône sont dans un même plan vertical.

La monture du tronc de cône porte un vernier au $\frac{1}{100}$ de milli-

mètre sous lequel glisse une règle divisée. Lorsque le pendule est en équilibre sur les troncs de cône, la règle est amenée au contact d'un des couteaux. Le contact s'effectue à l'aide d'un levier de contact extrêmement sensible. Ce contact obtenu, on fait la lecture de la règle et du vernier. On retourne alors le pendule sur les troncs de cône, on le met en équilibre et l'on amène la règle, en la faisant glisser sous le vernier, à être en contact avec le second couteau. On fait de nouveau la lecture. La différence des lectures donne évidemment la différence des distances du centre de gravité aux deux couteaux, $h - h'$. On connaît, par la mesure directe, $h + h'$. Il est facile d'avoir, dès lors, h et h'. Dans le pendule de Repsold $\frac{h}{h'} = 2$ environ.

L'opération de la mise en équilibre du pendule, au point de vue pratique, est un peu délicate. Avec un peu d'habitude, on arrive à des résultats très satisfaisants. La précision du $\frac{1}{100}$ de millimètre, donnée à la lecture par l'appareil, est, du reste, tout à fait superflue. Le $\frac{1}{10}$ de millimètre suffit largement dans tous les cas, et n'est pas laborieux à obtenir.

Tout l'appareil peut être démonté par pièces et transporté aisément, emballé dans deux boîtes de dimensions assez restreintes. Il est très portatif. A chaque station, le trépied, monté, doit être placé solidement sur un pilier maçonné. Le réglage de l'appareil se fait aisément. Le plan de suspension est d'abord nivelé. Puis, le pendule reposant librement sur le plan de suspension et étant immobile, le cathétomètre est rendu vertical, ses microscopes sont mis au point sur les arêtes des couteaux et leurs axes optiques sont amenés au parallélisme.

Le cathétomètre est ensuite pointé sur l'étalon qui est amené à son tour au point des microscopes et est rendu vertical.

Les observations de la durée peuvent être faites, soit par la méthode des coïncidences, soit par la méthode des passages. Cette dernière méthode a été très en honneur dans les vingt dernières années. Elle est cependant sujette à de très sérieuses critiques, mais elle est plus facile à installer.

Les mesures de la durée et de la longueur se font dans les diverses combinaisons obtenues en échangeant entre eux et retournant dans leur monture les deux couteaux. Elles sont faites suc-

cessivement dans les deux positions possibles du centre de gravité, et les oscillations, dans chaque série, doivent commencer et finir à la même amplitude ([1]).

De tels pendules ont été construits par Repsold pour la Prusse, l'Autriche, l'Italie, l'Espagne, les États-Unis, la Russie et la France. Ils ont servi à de très nombreuses mesures de la gravité.

III. — Mouvement du support. Méthode d'observation propre a en éliminer l'action troublante sur la durée d'oscillation.

Très transportable, facile à installer et à mettre en expérience, le pendule de Repsold, quelque séduisant qu'il paraisse à première vue, présente des inconvénients graves.

Le pendule est trop faible dans sa construction et est exposé à des flexions ou déformations dangereuses. Il est trop léger, et l'amplitude s'éteint trop vite, du fait de la résistance du milieu. Les séries d'oscillations n'embrassent donc qu'une durée assez restreinte, variant de quarante minutes à une heure vingt minutes, intervalle de temps insuffisant pour réduire, autant qu'il est nécessaire, les incertitudes et les erreurs provenant, dans la mesure de la durée de l'oscillation, des variations de marche de l'horloge de comparaison et des erreurs de l'observation, soit des passages, soit des coïncidences.

Mais le défaut le plus sérieux de l'appareil de Repsold est le peu de stabilité du support.

Le pendule en mouvement entraîne avec lui le trépied, trop flexible, qui oscille avec lui synchroniquement.

Cette action du pendule sur le support a été d'abord soupçonnée par feu le général Baeyer. M. Albrecht, ayant mesuré g à Berlin à l'aide d'un appareil de Repsold, avait trouvé une valeur notablement plus faible que le nombre de Bessel, sans pouvoir s'expliquer la raison de la divergence constatée entre les résultats des deux mesures. Le général Baeyer pensa que le support était trop faible et la faveur avec laquelle avait d'abord été accueilli le pendule de Repsold en fut momentanément diminuée.

([1]) Cette règle essentielle a été malheureusement trop fréquemment négligée dans les observations étrangères.

M. Peirce, du Coast Survey, mit le mouvement synchrone du trépied en évidence en 1875, à Paris, et calcula, en même temps que M. l'ingénieur suisse Cellérier, l'influence de ce mouvement sur la durée de l'oscillation.

Ils arrivent tous deux, par des analyses un peu différentes, à la formule

$$dl = \frac{p\varepsilon h}{l},$$

c'est-à-dire que la longueur du pendule synchrone est accrue par l'entraînement du support.

p est le poids du pendule, ε est le coefficient d'élasticité ou de flexion du support. C'est le rapport $\frac{\sigma}{F}$ du déplacement σ du point de suspension à l'effort F qui le produit.

MM. Peirce et Cellérier, dans leur analyse, sont partis du principe fondamental de la théorie de l'élasticité. *Les petits déplacements du support, considéré comme un solide élastique, sont proportionnels aux forces qui les produisent.*

Ils n'ont introduit dans le calcul ni la masse du support, ni la phase inévitable des deux mouvements oscillatoires, supposant que le support obéit instantanément, sans retard et sans période d'oscillation propre, à l'effort du pendule en mouvement.

Dans de telles conditions, en supposant les oscillations très petites, la formule ci-dessus se déduit aisément de considérations très simples.

Le déplacement infiniment petit $OO' = d\sigma$ du support, pendant le temps dt, est en effet, d'après le principe fondamental de la théorie de l'élasticité, proportionnel à l'effort

$$p\frac{h}{l}\sin\theta\cos\theta,$$

exercé par le pendule sur le support au point de suspension, tangentiellement à la direction du déplacement.

Si les oscillations sont très petites, le déplacement sera, aux termes du troisième ordre près,

$$d\sigma = p\varepsilon\frac{h}{l}d\theta.$$

Le déplacement correspondant $GG' = ds$ du centre de gravité

est, dans le temps dt,

$$h\,d\theta,$$

avec la même approximation.

Le rapport

$$\frac{d\sigma}{ds} = \frac{p\varepsilon}{l}$$

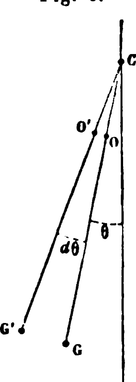
des deux déplacements est constant et indépendant de θ.

La droite G′O′ passe donc par un point fixe C situé au-dessus du plan de suspension à une distance

$$p\varepsilon\frac{h}{l},$$

et le point C est, pendant toute la durée du mouvement, le centre instantané de rotation du pendule qui oscille réellement autour du point C, comme si sa longueur théorique était accrue de la quantité OC.

Fig. 6.



D'après ce qui précède, les durées d'oscillation d'un pendule réversible autour de chacun de ses couteaux seront, en ayant égard seulement à l'entraînement du support,

$$T^2 = \frac{\pi^2}{g}\lambda\left(1 + \frac{p\varepsilon h}{h^2}\right),$$

$$T'^2 = \frac{\pi^2}{g}\lambda\left(1 + \frac{p\varepsilon h'}{h^2}\right),$$

et la durée théorique d'oscillation du pendule aura pour ex-

pression

$$\tau^2 = \frac{\pi^2}{g}(\lambda + p\varepsilon).$$

L'influence de cette cause d'erreur sur la longueur du pendule à secondes sera donc

$$dL = p\varepsilon\frac{L}{\lambda}.$$

M. Plantamour (¹) à Genève et à Berlin, M. Peirce (²) à Hoboken ont étudié expérimentalement et presque simultanément, dans les plus grands détails et à l'aide de méthodes de mesure différentes, l'influence du mouvement du support sur la durée d'oscillation du pendule.

M. Plantamour distingue deux coefficients d'élasticité, le *coefficient statique,* obtenu par l'expérience statique en mesurant le déplacement très petit produit par un effort connu appliqué horizontalement au support au point de suspension du pendule, et le *coefficient dynamique,* donné par l'*expérience dynamique,* laquelle consiste à mesurer les déplacements du support pendant les oscillations même sous l'effort du pendule en mouvement, effort facile à calculer. Il constate que les deux coefficients diffèrent l'un de l'autre d'environ $\frac{1}{8}$. Il hésite sur la question de savoir quel est celui qu'il convient d'introduire dans la formule de correction.

M. Peirce, tout en constatant expérimentalement une légère différence entre les deux coefficients, pense qu'elle tient à un défaut d'élasticité du support, affirme que, dans un support parfait, cette différence doit être nulle et préfère le coefficient dynamique comme le plus propre à la formule de correction.

En présence de cette divergence de résultats et d'opinions, il était permis d'hésiter et de conserver quelques doutes, d'autant que la correction à appliquer à la longueur du pendule à secondes est assez considérable pour qu'on ne puisse négliger le $\frac{1}{8}$ de sa valeur.

(¹) *Recherches expérimentales sur le mouvement simultané d'un pendule et de ses supports.* Genève; 1878.

(²) *Coast Survey Report.* Washington, D. C.: 1876.

Il m'a donc paru opportun de reprendre la question par l'expérience, en employant une méthode de mesure autant que possible irréprochable et affranchie de toutes causes d'erreur systématique, telles que : temps mort de vis micrométriques, jeux d'axes de rotation ou de pivots, etc. Les déplacements à mesurer dans l'expérience dynamique sont en effet si petits que la moindre incertitude dans les mesures fausse ou masque irrémédiablement les résultats.

J'ai appliqué, dès 1883, sur l'excellent conseil de M. Cornu, à la mesure des petits déplacements du support, pendant le mouvement du pendule, les mouvements des franges d'interférence produites entre deux glaces parallèles par la lumière deux fois réfléchie de l'alcool salé.

L'une des glaces est portée par le support, à hauteur du point sur lequel agit le pendule; elle se meut avec le support. La seconde glace est fixe et portée par un support indépendant aussi ferme que possible. Les franges étant établies, tout déplacement de la glace mobile se traduit par un déplacement correspondant des franges qui avancent ou reculent. Le déplacement des franges est observé dans une lunette grossissante par rapport à un fil fixe placé dans le plan focal de l'objectif ou par rapport à des repères marqués sur l'une des deux glaces.

Avec ce procédé purement optique, il est clair que le déplacement des franges représente fidèlement et sans erreur systématique le déplacement de la glace mobile et par conséquent du support auquel elle est fixée. Il reste à voir quelle précision le procédé comporte.

Si l'on désigne par σ la demi-excursion du support ou son écart en dehors de sa position d'équilibre, 2σ sera le déplacement de la glace mobile pendant l'oscillation, 4σ sera la variation correspondante de la différence de marche des rayons qui interfèrent. Un déplacement d'une frange entière ou la substitution d'une frange à la précédente ou à la suivante répondant à une variation de $0^{\mu},59$ dans la différence de marche, on voit qu'un déplacement d'une frange représente une demi-excursion ou un écart du support en dehors de sa position d'équilibre de

$$\sigma = 0^{\mu},15 \text{ environ.}$$

L'appréciation de $\frac{1}{15}$ d'une frange entière ou de $\frac{1}{7}$ d'un intervalle blanc ou noir se fait à vue sans difficulté. Ce procédé de mesure permet donc d'évaluer à vue et de mesurer les écarts du support en dehors de sa position d'équilibre jusqu'au $\frac{1}{100}$ de micron. Cette précision ne peut, croyons-nous, être atteinte par aucune autre méthode.

Le même appareil peut être employé dans l'expérience statique, mais il n'est pas indispensable. Les déplacements à mesurer, dans ce genre d'expériences, sont en effet assez considérables et peuvent être mesurés au microscope avec toute la précision désirable, les efforts appliqués au support étant généralement assez grands.

Le pendule soumis à l'expérience est un pendule de Repsold, acquis par le service géographique en 1880. Le support de ce pendule, grâce à une disposition spéciale du trépied, est beaucoup plus stable que les autres supports construits par Repsold avant cette époque. Son coefficient statique est en effet

$$\varepsilon = 0{,}000008.$$

La correction correspondante sur la longueur du pendule à secondes n'est que

$$dL = 0^{m}{,}000029\ (^{1}).$$

Dans ces expériences, j'ai rendu l'élasticité de ce support variable en le supportant sur des galets spéciaux formés de lames élastiques. En faisant varier la longueur de ces lames, j'ai pu opérer à Paris, avec les coefficients statiques suivants :

$$\varepsilon_1 = 0{,}000008,$$
$$\varepsilon_2 = 0{,}000211,$$
$$\varepsilon_3 = 0{,}000643.$$

Les coefficients dynamiques, mesurés pendant le mouvement à

---

(1) Ce coefficient et la correction correspondante sont très faibles comparativement à ceux de MM. Peirce et Plantamour.

Peirce (Hoboken)........	$\varepsilon = 0{,}000034$	$dL = 0^{m}{,}000217$,
Plantamour (Genève).....	$\varepsilon = 0{,}000032$	$dL = 0{,}000172$,
» (Berlin)......	$\varepsilon = 0{,}000025$	$dL = 0{,}000136$,

l'aide des franges d'interférence, ont été trouvés égaux à

$$\varepsilon'_1 = 0{,}000007,$$
$$\varepsilon'_2 = 0{,}000196,$$
$$\varepsilon'_3 = 0{,}000593.$$

Les différences sont

$$\varepsilon_1 - \varepsilon'_1 = 0{,}000001 = \frac{\varepsilon_1}{8},$$

$$\varepsilon_2 - \varepsilon'_2 = 0{,}000015 = \frac{\varepsilon_2}{14},$$

$$\varepsilon_3 - \varepsilon'_3 = 0{,}000050 = \frac{\varepsilon_3}{13}.$$

Les durées d'oscillation du pendule, dans ces divers états d'élasticité du support, corrigées de l'amplitude, de la marche de l'horloge de comparaison et ramenées à 17° sont

Paris. — *Poids lourd en haut.*

	1884.	Oscillations.		
$\varepsilon_1 = 0{,}000008$....	1er mars	1500	0,752276	0,752277
	7 »	3100	0,752278	
$\varepsilon_2 = 0{,}000211$....	1er »	1700	0,752376	0,752374
	7 »	3400	0,752373	
$\varepsilon_3 = 0{,}000643$....	7 »	2300	0,752569	0,752569

Poids lourd en bas.

$\varepsilon_1 = 0{,}000008$....	1er »	1600	0,752271	0,752268
	7 »	4600	0,752266	
$\varepsilon_2 = 0{,}000211$....	1er »	1900	0,752451	0,752449
	7 »	5600	0,752447	
$\varepsilon_3 = 0{,}000643$....	7 »	3600	0,752856	0,752856

La comparaison des variations de la durée d'oscillation correspondant aux variations du coefficient d'élasticité donne, entre les variations de durée observées et les variations de durée calculées à l'aide des coefficients statiques et dynamiques, les différences suivantes :

Variation observée.	Variation calculée. Statique.	Δ.	Dynamique.	Δ.
Poids lourd en haut.				
0,000097	0,000092	+5	0,000086	+11
0,000292	0,000294	—2	0,000271	+21
Poids lourd en bas.				
0,000181	0,000184	—3	0,000171	+10
0,000588	0,000588	0	0,000542	+46

L'examen des Δ ne laisse aucun doute : c'est le coefficient statique qu'il convient d'employer pour la formule de correction; avec ce coefficient, la formule représente très exactement la réalité. Si, au contraire, la correction est calculée avec le coefficient dynamique, la différence entre l'observation et le calcul va croissant avec l'élasticité.

J'aurais pu m'en tenir là et considérer la question comme résolue. J'ai cru devoir multiplier les expériences et, rejetant les grandes élasticités comme hors de la pratique habituelle, j'ai opéré, à la station élevée et particulièrement tranquille du pic du Midi de Bigorre, avec les élasticités statiques suivantes :

$$\varepsilon_1 = 0{,}0000080,$$
$$\varepsilon_2 = 0{,}0000129,$$
$$\varepsilon_3 = 0{,}0000290,$$
$$\varepsilon_4 = 0{,}0000725.$$

Les coefficients dynamiques ont été trouvés égaux à

$$\varepsilon'_1 = 0{,}0000069,$$
$$\varepsilon'_2 = 0{,}0000117,$$
$$\varepsilon'_3 = 0{,}0000250,$$
$$\varepsilon'_4 = 0{,}0000642,$$

par de nombreuses expériences faites avec l'appareil à franges à des amplitudes différentes.

Les différences entre les coefficients statiques et dynamiques

ont été trouvées égales à

$$\varepsilon_1 - \varepsilon'_1 = +0{,}0000011 \pm 0{,}0000002 = \frac{\varepsilon_1}{7},$$

$$\varepsilon_2 - \varepsilon'_2 = +0{,}0000012 \pm 0{,}0000002 = \frac{\varepsilon_2}{11},$$

$$\varepsilon_3 - \varepsilon'_3 = +0{,}0000040 \pm 0{,}0000004 = \frac{\varepsilon_3}{7},$$

$$\varepsilon_4 - \varepsilon'_4 = +0{,}0000083 \pm 0{,}0000003 = \frac{\varepsilon_4}{9}.$$

La moyenne des différences est donc environ $\frac{1}{8}$, pour des élasticités ne dépassant pas les valeurs pratiques.

On retrouve, dans les variations de la durée observées et calculées au pic du Midi, la différence mise en évidence à Paris entre la correction statique et la correction dynamique respectivement comparées à la correction fournie par l'observation.

On doit donc conclure :

1° Il y a, entre les mesures dynamiques et les mesures statiques du coefficient d'élasticité d'un support, une différence bien accusée qui, aux petites et moyennes élasticités, atteint le $\frac{1}{8}$ de la valeur de ε; aux grandes élasticités, la différence est plus faible et n'atteint guère que le $\frac{1}{14}$ de la valeur du coefficient.

2° La formule de correction de Peirce et Cellérier convient parfaitement à la pratique et représente exactement la variation de la durée causée par l'ébranlement du support, à la condition que l'on n'y introduise pas d'autre coefficient que le coefficient statique.

Il resterait à expliquer pourquoi le coefficient dynamique est plus faible que l'autre. Cela provient très vraisemblablement d'un effet de la superposition de deux mouvements oscillatoires, le trépied pouvant être considéré comme *synchronisé* par l'action du pendule en mouvement.

C'est une question digne d'étude. Quoi qu'il en soit, ces faits constatés, j ai pensé que, pour lever tous les doutes et désarmer la critique, il y avait lieu de construire des supports beaucoup plus solides et de rechercher si, par une disposition spéciale des appareils et des observations, il ne serait pas possible d'éliminer l'action du support.

Voici la méthode qui m'a paru propre à réaliser cette élimination :

Que l'on considère deux pendules réversibles de longueurs différentes, disposés pour recevoir les deux mêmes couteaux et pour osciller sur un même support d'élasticité ε.

Soient

λ_1, λ_2 les longueurs des deux pendules, mesurées entre les arêtes des couteaux;

$h_1\,h'_1$, $h_2\,h'_2$ les distances des centres de gravité des deux pendules aux arêtes des couteaux;

ρ, ρ' les rayons de courbure des couteaux;

$T_1\,T'_1$, $T_2\,T'_2$ les durées d'oscillation, poids lourd en bas et poids lourd en haut, des deux pendules oscillant sur les mêmes couteaux, semblablement disposés et dans les mêmes limites d'amplitude.

On a, entre ces quantités, l'intensité g de la pesanteur et le rapport π de la circonférence au diamètre, les relations

$$\frac{h_1 T_1^2 - h'_1 T'^2_1}{h_1 - h'_1} = \frac{\pi^2}{g}\lambda_1\left(1 + \frac{p_1\varepsilon}{\lambda_1} - \frac{\rho - \rho'}{h_1 - h'_1}\right),$$
$$\frac{h_2 T_2^2 - h'_2 T'^2_2}{h_2 - h'_2} = \frac{\pi^2}{g}\lambda_2\left(1 + \frac{p_2\varepsilon}{\lambda_2} - \frac{\rho - \rho'}{h_2 - h'_2}\right).$$

Retranchant membre à membre, il vient, en introduisant les durées théoriques τ_1^2 et τ_2^2, pour abréger l'écriture,

$$\tau_2^2 - \tau_1^2 = \frac{\pi^2}{g}(\lambda_2 - \lambda_1) + \frac{\pi^2}{g}\varepsilon(p_2 - p_1) + \frac{\pi^2}{g}(\rho - \rho')\left(\frac{\lambda_1}{h_1 - h'_1} - \frac{\lambda_2}{h_2 - h'_2}\right),$$

ou, en remplaçant λ_1 et λ_2 par $h_1 + h'_1$, $h_2 + h'_2$, quantités équivalentes,

$$\tau_2^2 - \tau_1^2 = \frac{\pi^2}{g}(\lambda_1 - \lambda_2) + \frac{\pi^2}{g}\varepsilon(p_2 - p_1) + \frac{\pi^2}{g}(\rho - \rho')\left(\frac{h_1 + h'_1}{h_1 - h'_1} - \frac{h_2 + h'_2}{h_2 - h'_2}\right).$$

Il faut et il suffit, pour que les deux derniers termes du deuxième membre soient nuls, que

$$p_1 = p_2,$$
$$\frac{h_1}{h'_1} = \frac{h_2}{h'_2}.$$

Donc on peut éliminer entièrement l'effet du support et celui du rayon de courbure des couteaux en faisant osciller, dans les mêmes limites d'amplitude, sur le même support et avec les mêmes couteaux, *deux pendules de même poids, de longueur différente et dont les centres de gravité sont semblablement disposés par rapport aux arêtes des couteaux.*

L'intensité de la pesanteur est alors donnée, sans correction aucune, par la formule très simple

$$\frac{\pi^2}{g}(\lambda_2-\lambda_1)=\frac{h(T_2^2-T_1^2)-h'(T_2'^2-T_1'^2)}{h-h'},$$

$\frac{h}{h'}$ représentant la valeur commune des deux rapports $\frac{h_1}{h_1'}$, $\frac{h_2}{h_2'}$.

L'élimination des deux causes d'erreur sus-énoncées, l'entraînement du support et la différence des rayons de courbure des couteaux, n'est pas le seul avantage de la méthode. Toutes les causes d'erreur systématique, et elles sont nombreuses, qui peuvent affecter la mesure de la longueur, disparaissent dans la différence $\lambda_2-\lambda_1$ des longueurs des deux pendules, qui entre seule dans la formule.

Ainsi, l'équation personnelle du pointé sur l'arête, qui se double dans la mesure de la longueur d'un pendule réversible à cause de l'opposition des arêtes des couteaux disparaît dans la différence de $\lambda_2-\lambda_1$.

Ainsi, l'influence inconnue sur la longueur, pendant le mouvement, de l'écrasement du couteau s'élimine dans la différence $\lambda_2-\lambda_1$, *puisque les deux pendules, ayant même poids, doivent également déformer leurs couteaux s'ils oscillent dans les mêmes limites d'amplitude.*

IV. — Pendules de Brunner.

Les avantages de cette méthode d'observation, au point de vue de l'élimination des erreurs systématiques, sont évidents en théorie; mais il est nécessaire d'examiner si les conditions à satisfaire, déterminées par l'analyse, sont faciles à réaliser dans la pratique.

Avant tout, il faut fixer une limite de l'erreur à craindre.

L'examen attentif des résultats obtenus pour la détermination de la correction de pendule dans la mesure des différences de longitude permet de fixer à $0^s,1$ l'erreur à craindre dans l'appréciation de la marche diurne d'une horloge.

En se proposant de ne pas laisser subsister, dans la détermination de la durée théorique τ d'un pendule réversible, d'autre erreur que celle qui provient de l'horloge de comparaison, on est conduit à adopter comme limite de la valeur absolue des erreurs systématiques tolérables dans un appareil fondé sur la méthode précédente

$$0^s,0000001,$$

soit moins de $\frac{1}{100}$ de seconde par jour.

Pour que le terme

$$\frac{\pi^2}{g}\varepsilon(p_2 - p_1)$$

n'atteigne pas

$$0^s,0000001,$$

il faut et il suffit, avec un support d'élasticité

$$\varepsilon = 0,00001,$$

soit à peu près l'élasticité du support de Repsold du Service géographique, que

$$p_2 - p_1 < 0^{kg},01$$

ou que les deux pendules aient même poids à 10^{gr} près.

Il ne paraît pas difficile de réaliser deux pendules remplissant cette condition.

La condition d'élimination de l'influence de la différence des rayons de courbure est un peu plus délicate : elle dépend de la valeur de cette différence, et par conséquent aussi de l'importance du chiffre représentant le rayon de courbure absolu. Sans entrer dans des détails qui seraient oiseux à cette place, je dirai qu'il est facile de rencontrer, avec les méthodes de taille connues, des courbures de plusieurs dixièmes de millimètre de rayon, avec des différences du même ordre d'un couteau à l'autre. En particulier, la méthode décrite par Kater (¹) conduit presque infailliblement à ce résultat.

(¹) Cette méthode consiste à aiguiser le couteau sur un plan garni d'émeri très

Si donc on exprime, en fonction de la différence, $\rho - \rho'$, des rayons de courbure des deux couteaux employés, la condition que le terme

$$\frac{\pi^2}{g}(\rho - \rho')\left(\frac{h_1}{h_1 - h'_1} - \frac{h_2}{h_2 - h'_2}\right)$$

soit inférieur à

$$0^s,0000001;$$

en supposant que

$$\frac{h_1}{h'_1} = \frac{3}{2}$$

et

$$\frac{h_2}{h'_2} = \frac{3}{2}(1 \pm \alpha),$$

on trouve

$$12\alpha\frac{\pi^2}{g}(\rho - \rho') < 0,0000001$$

ou, très approximativement,

$$\alpha < \frac{0,0000001}{12(\rho - \rho')}.$$

On forme alors le Tableau suivant :

$\rho - \rho'$.	α (valeur limite).
m	
0,00001	$\frac{1}{1200}$
0,0001	$\frac{1}{12000}$
0,001	$\frac{1}{120000}$

C'est-à-dire, si la différence des rayons de courbure moyens des deux couteaux est inférieure au centième de millimètre, l'égalité des rapports $\frac{h_1}{h'_1}$, $\frac{h_2}{h'_2}$ doit être réalisée au $\frac{1}{1200}$ près, pour satisfaire aux conditions d'élimination. En ne considérant qu'un pendule de 1^m, le constructeur a une tolérance d'environ $\frac{4}{10}$ de millimètre pour la position du centre de gravité.

La réalisation de l'égalité des deux rapports dans deux pendules distincts avec cette approximation ne présente pas de sérieuses difficultés.

---

fin et, après avoir obtenu une arête aussi nette et fine que possible, de passer doucement cette arête sur le plan pour abattre les inégalités du tranchant et donner à l'arête une forme rectiligne.

Mais si les rayons de courbure des couteaux sont tels que leur différence atteigne $\frac{1}{10}$ de millimètre ou plus, la valeur de α devient si petite que le plus habile constructeur ne peut répondre avec une précision suffisante de la position des deux centres de gravité.

C'est donc, à la fois, par une juste répartition des masses dans les deux pendules et par le travail de l'arête des couteaux que l'on arrivera à faire disparaître l'influence des rayons de courbure. Or, il est difficile de rendre ces derniers égaux à cause de leur petitesse. C'est en les rendant aussi faibles que possible qu'il faut chercher à diminuer leur différence. C'est au moins à cette solution, comme on le verra tout à l'heure, que je me suis arrêté.

MM. Brunner frères, les habiles constructeurs bien connus, ont construit, pour le Service géographique, un appareil pour la mesure de l'intensité de la pesanteur fondé sur ces principes (*Planche hors texte*). Il comprend :

Deux pendules ayant 1^m et $0^m,50$ entre les arêtes de leurs couteaux communs;

Un plateau servant de support et destiné à être scellé à deux piliers;

Un appareil pour mesurer l'étendue de l'entraînement du support par les pendules en mouvement;

Un appareil destiné à l'observation des coïncidences;

Un comparateur pour la mesure de la longueur des deux pendules et la détermination de la position de leur centre de gravité.

Pendules. — Ils sont formés de tubes creux en laiton de 30^{mm} de diamètre, de 3^{mm} d'épaisseur, longs de 1^m et de $1^m,42$, terminés par des demi-sphères munies de pointes cylindro-coniques. Les couteaux y sont fixés à des oreilles en saillie, au moyen de brides de pression à vis. Des masses de plomb, fixées à l'intérieur des cylindres, assurent la réversibilité.

Les pendules, extérieurement symétriques par rapport à leur centre de figure, ont même poids, à 1^{gr} près, et leurs centres de gravité sont sensiblement placés par rapport aux arêtes de leurs couteaux communs, à moins de $\frac{1}{10}$ de millimètre.

Les deux conditions imposées au constructeur par la méthode sont donc surabondamment remplies.

Les couteaux sont en agate. Les faces qui forment l'arête, inclinées à 60° l'une sur l'autre, sont terminées par deux biseaux microscopiques qui se coupent sous l'angle de 120°, laissant entre leurs plans une arête de forme arrondie dont la largeur ne dépasse pas deux ou trois microns.

C'est en diminuant ainsi la dimension transversale de l'arête du couteau que l'on peut parvenir à diminuer du même coup le rayon de courbure moyen.

Cette dimension peut être facilement mesurée en s'aidant de la disposition suivante :

Le couteau est placé à plat sur son dos devant une fenêtre bien éclairée sous un microscope de naturaliste grossissant au moins 500 fois et muni d'un micromètre. On éclaire ses faces, placées perpendiculairement au plan de la fenêtre, à l'aide de miroirs latéraux réfléchissant la lumière venant de la fenêtre. Les faces polies et planes du biseau réfléchissant la lumière dans la direction de l'axe optique du microscope, l'arête terminale courbe réfléchit la lumière envoyée par les miroirs en dehors de l'axe optique et apparaît sombre et sans éclat entre deux plages lumineuses qui la bordent ([1]). Il est dès lors facile d'en mesurer la largeur.

Les couteaux sont échangeables et peuvent être adaptés indifféremment aux deux pendules. Le dos des couteaux est un plan aussi parfait que possible et s'appuie, dans chaque pendule, sur une surface parfaitement plane soigneusement travaillée au tour et contre laquelle le couteau est étroitement serré par deux étriers à vis de pression. Des dispositions spéciales et minutieuses sont prises pour éviter toute flexion ou déformation de l'arête provevant du serrage.

Pour définir et reproduire à volonté une position relative des couteaux et des pendules, les oreilles des pendules sont marquées, l'une de la lettre A, l'autre de la lettre B, à leurs deux extrémités. L'une des extrémités porte en outre un point sous la lettre, pour la distinguer de l'autre extrémité.

Les couteaux portent eux-mêmes une lettre à l'une seulement de leurs extrémités. Une combinaison quelconque des couteaux,

---

([1]) Ce phénomène est semblable à celui dont il sera question au sujet de l'incertitude signalée par Kater dans la mesure de la longueur.

et des pendules peut donc être aisément définie par l'énoncé des couples de lettres qui se correspondent aux deux extrémités du pendule. Exemple : $\dfrac{\underset{\cdot}{A}A_3}{\underset{\cdot}{B}B_3}$ représente la combinaison dans laquelle les couteaux A_3 et B_3 sont fixés au pendule de façon que leurs extrémités marquées d'une lettre correspondent aux extrémités des oreilles du pendule marquées $\underset{\cdot}{A}$ et $\underset{\cdot}{B}$.

Plateau de support. — Pour avoir un support aussi ferme et aussi inébranlable que possible, il est nécessaire de recourir à la maçonnerie. Aussi, dans l'appareil de Brunner, le support se réduit à un bloc de bronze massif, percé d'une ouverture pour le passage des pendules, et portant, enchâssés dans le bronze, deux plans d'agate parfaitement travaillés. Une fourche mobile reçoit le pendule et, par le mouvement d'une vis de rappel, l'abaisse sans choc, toujours à la même place, sur les agates. Le plateau repose, par trois vis calantes, sur trois crapaudines massives en bronze, noyées en partie et scellées dans deux piliers. Trois fortes vis, engagées dans les crapaudines, permettent d'y lier invariablement le plateau après que le plan des agates a été rendu horizontal à l'aide d'un niveau. Le support fait alors, pour ainsi dire, corps avec les piliers.

La stabilité (inverse du coefficient de flexion) d'un pareil support est très grande. La flexion mesurée est 40 fois plus petite que celle des anciens supports usités à l'étranger. Néanmoins le pendule l'entraîne encore, quoique très faiblement.

Avec des piliers en briques cimentées, le déplacement des franges, pour une amplitude de 2°, sous l'influence de l'oscillation du pendule, atteint environ $\frac{4}{5}$ de frange claire ou obscure; cela donne

$$\varepsilon = 0,0000006,$$
$$dL = 0,0000032.$$

Avec des piliers en pierre de Lorraine de $0^{mc},50$ chacun, très solidement fondés (Observatoire de Paris), l'écart des franges ne dépasse pas $\frac{1}{5}$ de frange claire ou obscure, soit

$$\varepsilon = 0,00000015,$$
$$dL = 0,0000008.$$

La correction à la longueur du pendule à secondes est, dans ce dernier cas, complètement négligeable. Avec un support aussi ferme, l'entraînement est insignifiant et la question du support n'a plus d'intérêt.

J'ai déjà exposé plus haut la disposition et le fonctionnement de l'appareil destiné à mesurer l'entraînement du support.

L'appareil destiné à l'observation des coïncidences sera décrit tout à l'heure à l'occasion de la méthode d'observation de la durée d'oscillation.

Comparateur. — Il est formé d'un banc en fer, porté par trois vis calantes permettant de le niveler exactement, lorsqu'il est horizontal, ou de le rendre exactement vertical, lorsqu'on l'applique à un mur à l'aide d'une potence en fer enfoncée dans le mur.

Sur le banc, en forme de double rail, glissent deux supports de microscopes.

Ces supports mobiles peuvent être solidement fixés au banc de façon à immobiliser les microscopes en laissant entre leurs axes optiques une distance qui peut varier de $0^m,1$ à 1^m.

Trois glissières en bronze mobiles glissent sur des équerres en fonte fixées au banc. Ces trois glissières sont commandées par un arbre à trois excentriques et supportent le pendule et le mètre étalon. Le mouvement imprimé à l'arbre par un volant et une vis sans fin agissant sur une roue dentée permet de faire passer successivement et alternativement sous les microscopes le pendule et l'étalon.

Des mouvements lents très ingénieusement combinés permettent de donner aux deux extrémités du pendule et du mètre étalon les déplacements nécessaires pour amener au point et rendre parallèles le pendule et le mètre étalon.

Le mètre étalon est en laiton, divisé sur argent en $\frac{1}{2}$ millimètres et porté par une règle en fonte en forme de T.

Le pendule repose, lorsque le comparateur est horizontal, sur deux doubles cônes en acier portés par deux des trois glissières.

La troisième glissière porte une fourche dans laquelle sont pratiqués deux V destinés à supporter le pendule par l'extrémité de ses couteaux lorsqu'on place le comparateur vertical. Dans cette

position verticale, le mètre étalon est supporté par son milieu, l'écrasement de la partie supérieure sous son propre poids compensant l'allongement de la partie inférieure.

Le mètre étalon a été comparé, par M. le Dr René Benoît, au mètre international.

V. — Méthodes d'observation.

Le choix du lieu d'observation a une grande importance. La distance des arêtes des couteaux dépend en effet à chaque instant de la température du pendule, qui dépend elle-même de la température ambiante. Ce n'est pas ici le lieu d'insister sur les causes qui rendent si délicate et si incertaine la mesure d'une température variable. La difficulté est telle qu'il n'y a qu'un parti à prendre pour la lever :

Observer à une température aussi constante que possible.

La salle d'observation doit donc être choisie au nord, à murs épais, en rez-de-chaussée ou en sous-sol, avec de rares ouvertures, ne voyant jamais le Soleil. Il ne faut pas tolérer de variations de température dépassant $0^{\circ},5$ en vingt-quatre heures, sous peine de laisser subsister dans les résultats une erreur d'autant plus difficile à apprécier que les variations de température ont été plus grandes.

Avec une salle de température constante, la température du pendule sera donnée par trois thermomètres, placés dans son voisinage, un au milieu, deux vers les extrémités.

D'après la méthode exposée dans ces pages, la mesure de g comprend un certain nombre de mesures de durée d'oscillation, deux mesures de longueur et la détermination de la position des centres de gravité des deux pendules.

Les mesures de la durée d'oscillation ont lieu, pour une même combinaison de couteaux, avec les deux pendules, poids lourd en haut et poids lourd en bas, en retournant, dans chaque position du poids, le pendule sur son plan de suspension autour de son axe de figure.

Les quatre séries doivent rigoureusement commencer et finir à la même amplitude.

On détermine la durée de l'oscillation, en comparant un certain nombre connu des oscillations des pendules au nombre d'oscillations que fait, dans le même temps, un garde-temps dont la marche est connue.

On peut, pour faire cette comparaison, employer deux méthodes, la méthode dite des passages et celle des coïncidences.

Méthode des passages. — La méthode des passages est très employée à l'étranger.

Voici comment elle se pratique ordinairement : Une marque déliée est faite sur une partie du pendule, sur la monture des couteaux par exemple. Le pendule étant en repos, on pointe cette marque à l'aide du fil vertical d'une lunette placée à une certaine distance perpendiculairement au plan d'oscillation. Le pendule étant ensuite en mouvement, on note les passages de cette marque derrière le fil et on les enregistre sur un chronographe. On observe ainsi un certain nombre de passages au commencement d'une série et le même nombre à la fin. On détermine approximativement, par les passages observés, la durée d'une oscillation. On en conclut d'abord le nombre des oscillations effectuées entre les deux passages moyens observés au commencement et à la fin de la série, puis la durée moyenne d'une oscillation.

Cette méthode présente de graves inconvénients. Au commencement d'une série, le pendule oscille avec une amplitude assez grande, et la vitesse linéaire de la marque au moment du passage est relativement considérable comme son excursion totale. A la fin de la série, au contraire, la vitesse devient très faible et l'excursion de la marque très courte.

Or, l'observation des passages de la marque est forcément affectée, comme celle des passages d'étoiles, d'une erreur personnelle plus ou moins considérable, mais qui peut atteindre facilement un ou plusieurs dixièmes de seconde.

Si cette erreur personnelle restait constante dans l'observation des deux séries de passage, elle disparaîtrait dans la différence des heures moyennes des passages du commencement et de la fin. Pour qu'elle restât constante, il faudrait que le phénomène observé fût le même, et nous venons de voir qu'il n'en est rien. La variation de la vitesse de la marque entraîne presque forcément une

variation de l'équation personnelle et la durée observée est entachée d'une erreur systématique provenant de cette variation.

Pour éliminer l'effet de cette variation, on observe d'habitude un nombre égal de passages impairs et de passages pairs, de la manière suivante :

25	passages	pairs,
50	»	impairs,
25	»	pairs,

au commencement et à la fin de la série.

Cette élimination n'aura lieu que si l'équation personnelle reste la même dans l'observation des passages de droite à gauche et dans celle des passages de gauche à droite, ce qui est loin d'être prouvé. La méthode, ainsi pratiquée, peut atténuer dans une certaine mesure l'erreur personnelle, mais non la faire complètement disparaître.

En fait, je n'ai jamais eu, malgré des tentatives réitérées, de très bons résultats de l'emploi de la méthode des passages. La méthode des coïncidences m'a toujours donné des résultats plus réguliers et plus concordants.

Le colonel Orf, de l'état-major bavarois, a même trouvé une différence systématique, avec le même pendule, entre les résultats donnés par la méthode des passages et les résultats donnés par la méthode des coïncidences. Il est hors de doute que cette singulière anomalie doit être mise sur le compte de la variation de l'équation personnelle dans l'observation des passages.

M. Peirce a proposé de faire disparaître cet inconvénient en produisant l'image de la marque à l'aide d'une lentille mobile qu'on déplacerait entre les deux observations de façon à égaliser, par un grossissement convenable de l'image, les vitesses apparentes de la marque au commencement et à la fin de la série. Mais, d'abord, le réglage de cette lentille est délicat, car il faut qu'en déplaçant la lentille le déplacement apparent de la marque dans le champ de la lunette d'observation reste symétrique par rapport au fil vertical, c'est-à-dire, que le pendule passe bien réellement par la verticale lorsque la marque passe derrière le fil. En outre, l'amplification de la vitesse apparente n'est obtenue qu'aux dépens d'une variation considérable dans les dimensions et l'as-

pect de l'image de la marque, ce qui est une nouvelle cause de variation de l'équation personnelle.

La méthode des passages n'a, d'ailleurs, de raison d'être employée que lorsqu'on n'a pas d'autre garde-temps qu'un chronomètre. Chaque fois qu'on aura une horloge à sa disposition, il sera plus sûr et plus commode à la fois d'observer les coïncidences du pendule et de l'horloge. L'observation des coïncidences est moins pénible et moins assujettissante que l'observation des passages.

D'ailleurs, à cause des variations de la marche horaire causée par la tension variable du ressort moteur, les chronomètres sont tout à fait impropres à la recherche de la valeur de la gravité. C'est, par une autre voie, la condamnation de la méthode des passages.

Méthode des coïncidences. — La méthode d'observation des coïncidences, telle que l'a pratiquée Borda, est trop connue pour qu'il soit utile de la rappeler ici.

La disposition de Borda présente un petit inconvénient. Le pendule et l'horloge, devant être très rapprochés l'un de l'autre, sont supportés par le même mur. Il y a lieu de craindre que le voisinage des deux suspensions, fixées à la même masse de pierre, ne favorise une action réciproque du pendule et du balancier de l'horloge, et ne trouble, d'une façon appréciable, le mouvement du pendule. Cette influence peut s'exercer même par l'intermédiaire de l'air, si les deux systèmes en mouvement sont assez voisins.

Préoccupé d'éviter cette action à distance, Bessel a séparé et éloigné le plus possible le pendule d'expérience de l'horloge de comparaison. Dans l'appareil de Bessel, le fil du pendule porte en son milieu un petit cylindre, appelé le cylindre de coïncidence. Le balancier de l'horloge, qui est à huit pieds environ du pendule, porte, à son extrémité inférieure, un écran de papier noir dans lequel est découpée une ouverture exactement égale au cylindre de coïncidence. Derrière le pendule, une bande de papier noirci porte un trait blanc vertical dont la largeur est égale au diamètre du cylindre de coïncidence. Une lentille, placée entre le cylindre et l'écran, produit dans le plan de l'écran une image du

cylindre et de la raie blanche. Une lunette, placée à 10^m (30 pieds) derrière l'horloge, permet d'apercevoir en même temps la fente de l'écran, le cylindre de coïncidence et la raie blanche. Le tout est réglé de façon que, le pendule et le balancier étant au repos, les trois images sont exactement superposées et le champ de la lunette paraît entièrement noir. Le pendule d'expérience et le balancier de l'horloge étant en mouvement, si leur différence de phase n'est pas nulle, ou, en langage ordinaire, s'ils sont séparés lors de leur passage par la verticale, on aperçoit à chaque oscillation, à travers la fente de l'écran, tout ou partie de la raie blanche. Lorsque les deux pendules viennent à coïncider et passent ensemble par la verticale, le blanc disparaît complètement, c'est le commencement de la coïncidence. Lorsqu'ils se séparent, le blanc réapparaît sous la forme d'un même filet qui grandit à chaque oscillation, c'est la fin de la coïncidence. Bessel notait ces deux instants et prenait leur moyenne pour l'heure de la coïncidence.

Il y a une vingtaine d'années, un observateur allemand, Vogel, eut l'idée de réduire la largeur de la fente dont est muni le balancier de l'horloge de Bessel à 1^{mm} ou 2^{mm}.

Il supprima le cylindre de coïncidence et la lentille intermédiaire. Derrière la fente mobile du balancier de l'horloge, il plaça une seconde fente fixe de même ouverture, tellement réglée que, le balancier étant immobile et vertical, les images des deux fentes se recouvraient exactement dans le champ d'une lunette placée derrière la fente fixe.

L'ensemble est disposé de façon que l'observateur aperçoit, encadrés dans l'image commune des deux fentes, l'arc divisé et la pointe inférieure du pendule. Ceux-ci sont fortement éclairés à l'aide d'un système de miroirs et de lentilles.

Lorsque le balancier de l'horloge est en mouvement, la fente mobile passe devant la fente fixe chaque fois que le balancier passe par la verticale. Tant que les deux fentes sont séparées, le champ de la lunette reste noir. Lorsqu'elles sont toutes deux dans le prolongement de l'axe de la lunette, on aperçoit dans le champ l'arc divisé et la pointe du pendule. Les deux fentes, à cause du mouvement du balancier, ne restent dans cette position relative que pendant un temps très court. Le peu de durée de l'impression

lumineuse produit un phénomène de vision analogue à celui que produit la brusque et courte lueur d'un éclair, qui montre un cheval au galop, un oiseau volant à tire-d'aile, un train de chemin de fer lancé à toute vitesse, avec l'apparence d'une immobilité absolue. A chaque passage du balancier par la verticale, les deux fentes étant convenablement réglées, l'observateur voit dans la lunette, pendant un instant très court, l'extrémité du pendule immobile en un certain point de l'arc divisé et peut lire la graduation correspondant à ce point.

On choisit, comme instant de la coïncidence, le moment où le pendule est au zéro. Entre l'instant où le pendule a été vu au zéro et l'instant où il y revient de nouveau, l'un des pendules a perdu ou gagné une oscillation simple.

Si le pendule n'est pas vu exactement au zéro, il est vu, à une seconde déterminée, à droite, et, à la seconde suivante, à gauche du zéro.

On peut, pour avoir l'instant exact de la coïncidence, interpoler le temps proportionnellement aux distances de la pointe au zéro. Ceci n'arrive que si les coïncidences sont très rapprochées; dès que l'intervalle qui les sépare est un peu considérable, le pendule se déplace très lentement sur l'arc et peut même rester plusieurs secondes au zéro.

Cette méthode a été employée par Bruhns avec le pendule de Repsold et lui a donné des résultats très satisfaisants.

Je me suis approprié l'idée de Vogel, de définir, pour l'observateur, l'instant du passage du balancier de l'horloge par la verticale au moyen de l'apparition instantanée, à travers une fente mince, du pendule en mouvement. Mais j'ai assez sérieusement modifié le reste du procédé d'observation pour décrire en détail les dispositions et la méthode qui est employée régulièrement au Service géographique pour l'observation des coïncidences.

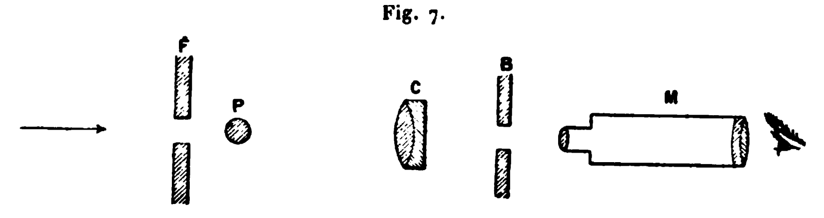
L'appareil destiné à cette observation a été construit, sur mes indications, par les frères Brunner, et peut être adapté à n'importe quelle horloge.

La double fente, employée par Vogel et après lui, par les observateurs allemands, a le très sérieux inconvénient de donner des images mal définies, confuses et fortement colorées. Cette

imperfection des images a pour cause la diffraction et l'impossibilité de mettre ensemble, dans la lunette, la double fente et le pendule au point.

J'ai disposé, devant le balancier de l'horloge, un collimateur C qui donne, sur la fente étroite B dont le balancier est muni à son extrémité inférieure, une image très réduite et très éclairée de la pointe P du pendule. Le pendule et le balancier étant immobiles, on peut, avec les moyens de réglage dont dispose l'observateur, faire coïncider exactement le plan de l'image avec le plan des bords minces de la fente et l'axe de l'image à peu près avec celui de la fente.

Fig. 7.



Derrière la fente du balancier est un prisme à réflexion totale, à travers lequel un fort microscope M est pointé sur ladite fente.

La fente et l'image de la queue du pendule, étant dans un même plan, peuvent être très exactement mises ensemble au point du microscope et les images sont nettes et sans irisation.

Tout auprès de la queue du pendule et derrière, est une fente F à bords mobiles et verticaux, éclairée par un miroir. Nous l'appellerons *la fente du pendule* pour éviter toute confusion dans le langage. La position des bords mobiles de cette fente est réglée de manière que, dans le microscope de l'appareil de coïncidences, on voie, à travers la fente du balancier, la queue du pendule encadrée par les bords mobiles de la fente du pendule et ne laissant passer entre elle et eux qu'un très mince filet lumineux.

Si l'on met alors le balancier de l'horloge en mouvement, on aperçoit, à chaque oscillation, pendant un instant très court, la queue du pendule ainsi encadrée (*fig.* 8).

Si le pendule est mis à son tour en mouvement, tant que les deux appareils oscillants sont en discordance, on ne voit, à chaque

(1) La *fig.* 7 est un simple schéma.

passage du balancier, que la fente du pendule sous cet aspect (*fig.* 9).

Lorsque le moment de la coïncidence approche, on voit, à chaque passage pair, par exemple, pour fixer les idées, la queue du pendule, qui paraît immobile, empiéter sur la fente et la

Fig. 8. Fig. 9.

masquer de plus en plus (*fig.* 10). A un instant donné, un filet blanc apparaît derrière la queue du pendule.

On note cet instant. Quelque temps après, l'espace blanc, qui se trouvait en avant de la queue, et qui va toujours en diminuant, se réduit à un même filet, puis disparaît complètement. On note encore cet instant.

Les mêmes phénomènes se produisent aux passages impairs. On a donc en réalité quatre instants à noter, correspondant à deux apparitions et à deux disparitions de filets lumineux. Leur moyenne est l'heure de la coïncidence.

Il est clair que, en négligeant l'influence du décroissement de l'amplitude pendant la durée du phénomène, l'apparition et la disparition d'un des filets se produisent à un intervalle de temps égal, l'une avant, l'autre après le moment exact du passage du pendule par la verticale. La moyenne des heures de l'apparition et de la disparition du filet de droite doit donc être la même que la moyenne des heures de l'apparition et de la disparition du filet de gauche. C'est une précieuse vérification. La différence des deux moyennes peut donner une idée nette de l'erreur probable de l'observation de l'heure de la coïncidence.

Si la coïncidence durait un peu longtemps, il y aurait lieu, à cause du décroissement de l'amplitude, de calculer, en fonction de ce décroissement, l'heure de la coïncidence déduite des quatre instants observés, dont elle ne serait plus exactement la moyenne.

(*Voir* la Note à la fin du Mémoire.) Dans la pratique, les filets étant très minces, la coïncidence ne dure qu'un temps très court, deux minutes au plus. Pendant ce temps, le décroissement de l'amplitude est si faible, que l'heure exacte de la coïncidence ne diffère pas de la moyenne des quatre instants observés.

Fig. 10.

Aspects des phénomènes successifs d'une coïncidence.

Passages pairs.

a. La queue du pendule mord sur la fente.

c. La coïncidence approche.

e. Apparition du filet de droite.

g. Disparition du filet de gauche.

Passages impairs.

b. La queue du pendule mord.

d. La coïncidence approche.

f. Apparition du filet de gauche.

h. Disparition du filet de droite.

Outre l'avantage de porter avec soi une indication précise de l'erreur probable de l'observation, cette méthode en a un autre.

Si l'on définit la coïncidence le passage simultané des deux pendules par la verticale, sans faire d'hypothèse sur le sens de leur mouvement, on voit que les pendules peuvent coïncider lorsqu'ils marchent en sens contraire. Ce genre de coïncidences, que je nommerai *discordantes,* par opposition avec les coïncidences or-

dinaires que nous appellerons *concordantes*, ne peut être observé avec les méthodes anciennes.

L'appareil du Service géographique permet de les observer aussi aisément que les coïncidences *concordantes*. L'observation en est même plus sûre, parce que, les pendules marchant en sens inverse au moment de l'apparition de l'image, le phénomène est plus instantané encore que lorsqu'ils marchent dans le même sens.

Voici une série de coïncidences observées au Bureau international des Poids et Mesures, à Sèvres, en mars 1888.

17 mars.

	h m s	h m s	h m s
1re coïncidence...	1.57. 6	1.57.17,5	1.57.17,5
(Amp. = 45')....	15		
	20	17,5	
	29		
	2.53.30	2.53.42,5	2.53.32,5
4e coïncidence ...	41		
(Amp. = 27')....	44	42,5	
	55		
	3.49.34	3.49.56,5	3.49.56,0
7e coïncidence ...	51		
(Amp. = 15')....	50. 2	55,5	
	17		
	4.45.36	4.46. 6,5	4.46. 7,0
10e coincidence ..	46. 3		
(Amp. = 8').....	10	7,5	
	39		

On voit combien est faible l'écart des deux heures obtenues pour l'époque de la coïncidence par la combinaison deux à deux des quatre instants observés.

Cet écart, nul aux grandes amplitudes, atteint une seconde pour les amplitudes voisines de 10' et atteindrait quatre ou cinq secondes pour une amplitude de 2', amplitude à laquelle les coïncidences sont encore parfaitement observables quand l'appareil est convenablement réglé.

On peut admettre que l'incertitude de l'heure observée d'une coïncidence est toujours inférieure à une seconde pour une am-

plitude notable (1°), à deux secondes pour une amplitude moyenne (10′), à quatre secondes pour une amplitude faible (2′).

La précision de $0^s,000001$ dans l'observation de la durée est donc atteinte par l'appareil de coïncidences, sauf les erreurs de l'horloge, en 1000^s, 1400^s ou 2000^s, soit en 17^m, 24^m ou 34^m, suivant le cas.

Aucun autre procédé d'observation ne donne une pareille précision.

Les durées ainsi observées doivent être ramenées, par les formules connues, à une même température et à l'arc infiniment petit.

L'amplitude doit être lue à intervalles réguliers pendant chaque série. La décroissance régulière est un critérium de la régularité de l'oscillation et de l'absence d'action troublante extérieure imprévue. L'amplitude observée à un instant t doit satisfaire à l'expression

$$\alpha = \alpha_0 e^{-At+Bt^2},$$

dans laquelle α_0 est l'amplitude à l'origine du temps, A et B deux coefficients qui dépendent à la fois du couteau, du pendule et de leur ajustement réciproque.

La mesure de la longueur s'effectue dans le comparateur, soit verticalement avec le pendule suspendu, soit horizontalement avec le pendule couché. La différence des deux longueurs, ou l'allongement du pendule sous son propre poids, est inappréciable et de l'ordre des erreurs d'observation.

Le point délicat dans la mesure de la longueur est l'éclairage des couteaux. Ils ne sont pas lumineux par eux-mêmes et doivent être illuminés pour être pointés. Deux modes d'éclairage se présentent naturellement : ou bien le couteau est éclairé de façon à paraître noir sur un fond lumineux, ou bien il apparaît illuminé sur un fond sombre. Kater, le premier, en 1818, eut à mesurer la distance entre deux arêtes opposées de couteau et employa les deux éclairages. Pour obtenir le premier, il plaçait simplement sous l'arête, dans le champ du microscope, une feuille de papier blanc; pour réaliser le second, il éclairait, à l'aide d'un miroir plan convenablement disposé, la face supérieure du couteau de façon que cette face réfléchît la lumière dans la direction de

l'axe optique du microscope, apparaissant dès lors lumineuse sur le champ obscur.

Il répéta consciencieusement la mesure avec les deux éclairages un grand nombre de fois et trouva entre les deux mesures une différence constante de $11^{\text{microns}},5$ qu'il ne sut pas expliquer.

La distance mesurée avec les couteaux clairs était la plus longue, Kater prit la moyenne comme représentant la vraie longueur.

Depuis Kater, la plupart des observateurs qui ont employé des pendules à deux couteaux et mesuré la distance des arêtes par une méthode optique ont signalé la même différence, plus ou moins accusée. Elle paraît plus faible avec les couteaux d'acier. Cette anomalie fut mise longtemps sur le compte soit de la diffraction, soit de l'équation personnelle. En voici l'explication très simple.

Quand le couteau apparaît sombre sur champ clair, la lumière qui atteint l'œil de l'observateur entre dans le microscope parallèlement à son axe optique et la ligne de séparation d'ombre et de lumière dans le plan focal, si le microscope est au point sur l'arête du couteau, est l'image de la génératrice du cylindre de l'arête qui serait la ligne de contact d'un plan vertical tangent audit cylindre.

Si, au contraire, le champ restant sombre, la face supérieure du couteau est éclairée de façon à réfléchir la lumière parallèle venant d'une lentille ou d'un miroir dans la direction de l'axe optique du microscope, tout rayon lumineux MP (*fig.* 11) frappant la face entrera dans le microscope, mais tout rayon lumineux NR frappant le cylindre de l'arête sera, à cause de la courbure, réfléchi dans une autre direction et n'entrera pas dans le microscope. L'arête paraîtra sombre et la ligne de séparation d'ombre et de lumière dans le plan focal sera l'image de la génératrice de tangence ou d'intersection I de la face supérieure du couteau et du cylindre de l'arête.

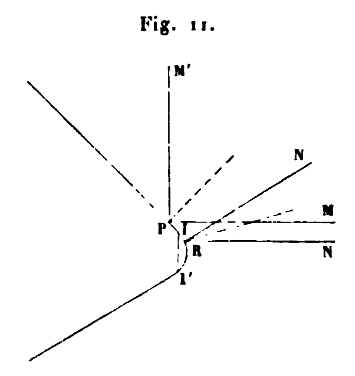
La distance, dans le microscope, des deux lignes apparentes d'intersection d'ombre et de lumière dans les deux modes d'éclairage est la flèche de courbure du cylindre de l'arête. Nous avons dit plus haut comment on peut mesurer la corde.

On se rend compte de la vérité de cette explication que j'ai donnée en avril 1883, et que M. Oppolzer publia, indépendamment, en octobre 1883, en établissant à la fois les deux modes

d'éclairage. On voit alors, dans le champ du microscope, une bande sombre entre deux plages blanches : c'est l'arête qui n'envoie aucun rayon dans le microscope, réfléchissant les rayons qui la frappent en dehors de l'objectif.

On peut même, comme l'a fait M. Lorenzoni à Padoue, utiliser ce double éclairage pour rendre le pointé de l'arête comparable au pointé d'un trait de mètre étalon.

Fig. 11.



De tout cela, il résulte que la mesure de la longueur avec les couteaux clairs sur champ obscur donne un résultat trop grand de la somme des flèches de courbure des arêtes des couteaux, et que la mesure doit se faire en éclairant les couteaux par-dessous, à l'aide de la lumière parallèle à l'axe optique du microscope.

La détermination de la position du centre de gravité se fait comme avec l'appareil de Repsold. Le pendule est mis en équilibre sur un des doubles cônes qui le supportent; un des microscopes est alors pointé sur une arête de couteau, la plus rapprochée du centre de gravité par exemple. Le pendule est alors retourné sur son double cône, remis en équilibre et le second microscope pointé sur l'arête de l'autre couteau, le plus éloigné cette fois du centre de gravité.

La distance des deux microscopes donne $h - h'$; on connaît la longueur $h + h'$, on en déduit facilement h et h'.

NOTE SUR L'OBSERVATION DES COINCIDENCES.

Dans l'observation des coïncidences, l'heure même de la coïncidence n'est généralement pas observée directement : elle est la moyenne de plusieurs instants, deux ou quatre, précédant et suivant la coïncidence exacte ou le passage simultané des deux appareils oscillants par la verticale.

Dans la méthode de Borda, par exemple, la croix de Saint-André, tracée sur la lentille du balancier de l'horloge, paraît bissectée par le pendule pendant un certain nombre d'oscillations. Ce nombre va croissant à mesure que l'amplitude diminue et il vient un instant où la coïncidence, ou plutôt l'apparence de la coïncidence, dure si longtemps que l'heure moyenne calculée à l'aide des instants observés ne présente plus de garanties suffisantes d'exactitude.

Ces apparences tiennent à ce que l'œil et les lunettes ont une limite de puissance et que, par conséquent, leur faculté de dédoublement est limitée. Les deux pendules ne sont pas encore en coïncidence exacte lorsque nous les jugeons en concordance et que nous notons l'instant initial de la coïncidence. Ils sont déjà séparés lorsque nous observons l'instant final.

Avec les appareils de Bessel ou de Kater, l'apparition ou la disparition du filet blanc, caractéristiques du commencement et de la fin de la coïncidence, sont observées, non à l'époque réelle de la superposition géométrique des images, mais d'abord au moment où ce filet cesse d'être perceptible à l'œil à cause de sa faible dimension, et, plus tard, lorsqu'il commence à être saisi par l'organe, sa largeur croissant peu à peu.

Nous devons maintenant remarquer qu'à chaque oscillation la différence des époques des passages des deux pendules par la verticale varie d'une quantité qui reste constamment la même.

Il n'en est pas de même de la distance, angulaire ou linéaire, qui les sépare. Celle-ci varie d'une quantité qui dépend, à chaque oscillation, de l'amplitude, sans cesse décroissante, du pendule d'expérience et qui, par conséquent, va, elle aussi, constamment en décroissant.

Il en résulte que, lorsque la coïncidence dure un peu longtemps,

les images se séparent plus lentement qu'elles ne s'étaient confondues, et l'instant vrai de la coïncidence se trouve plus rapproché de l'époque de l'observation initiale que de celle de l'observation finale.

C'est là une cause d'erreur dont personne ne paraît s'être préoccupé jusqu'à présent, sans doute parce que, dans les limites d'amplitude utilisées jusqu'à ce jour, elle est à peu près négligeable. Aux petites amplitudes, la coïncidence apparente se prolongeant notablement, elle peut avoir quelque influence; nous avons donc cru devoir l'analyser avec précision.

Je considérerai le phénomène tel qu'il se produit dans l'appareil de coïncidences du service géographique. La coïncidence vraie se déduit des instants de l'apparition et de la disparition de deux filets lumineux.

Soient :

α_0 l'amplitude au moment où la queue du pendule paraît tangente au bord de la fente;

α_1 l'amplitude à l'oscillation suivante, instant où l'apparition du filet lumineux est notée;

α_m l'amplitude au moment de la coïncidence supposée exacte à l'instant d'un passage par la verticale;

α_n l'amplitude au moment de la disparition du filet lumineux.

Les indices de α expriment ainsi le nombre des oscillations entières effectuées depuis la première tangence de la queue du pendule et du bord de la fente.

La vitesse angulaire du pendule, au voisinage de la verticale, est

$$\frac{d\theta}{dt} = \sqrt{\frac{g}{l}}\,\alpha,$$

en supposant les oscillations assez petites pour qu'on puisse remplacer le sinus par l'arc.

Soit δt le temps gagné ou perdu à chaque oscillation par le pendule d'expérience sur le balancier de l'horloge. On a

$$\delta t = \frac{2}{N},$$

N étant le nombre des oscillations qui séparent deux coïncidences successives (de même espèce).

Le déplacement angulaire apparent de la queue du pendule par rapport au bord fixe de la fente sera donc, pour une oscillation,

$$\frac{d\theta}{dt}\delta t = \frac{2}{N}\sqrt{\frac{g}{l}}\,\alpha.$$

La somme de ces déplacements relatifs apparents avant la coïncidence sera donc

$$\frac{2}{N}\sqrt{\frac{g}{l}}(\alpha_1 + \alpha_2 + \ldots + \alpha_m).$$

De même, la somme des déplacements relatifs apparents de la queue du pendule après la coïncidence sera

$$\frac{2}{N}\sqrt{\frac{g}{l}}(\alpha_{m+1} + \alpha_{m+2} + \ldots + \alpha_n).$$

Ces deux sommes doivent être égales entre elles et à l'épaisseur angulaire du filet lumineux telle qu'elle a été réglée avant les observations, le pendule étant immobile.

On aura donc, pour déterminer le rapport $\frac{m}{n}$, la relation

$$\alpha_1 + \alpha_2 + \ldots + \alpha_m = \alpha_{m+1} + \ldots + \alpha_n.$$

Admettons que, les temps croissant en progression arithmétique, les amplitudes décroissent en progression géométrique :

$$\frac{\alpha_1}{\alpha_0} = \frac{\alpha_2}{\alpha_1} = \cdots = \frac{\alpha_n}{\alpha_{n-1}} = q.$$

On doit avoir

$$\alpha_1(1 + q + q^2 + \ldots + q^{m-1}) = \alpha_n\left(1 + \frac{1}{q} + \frac{1}{q^2} + \cdots + \frac{1}{q^{n-m-1}}\right)$$

ou, en sommant les progressions,

$$\alpha_1\frac{1 - q^m}{1 - q} = \alpha_n\frac{\frac{1}{q^{n-m}} - 1}{\frac{1}{q} - 1} = \alpha_n\frac{1 - q^{n-m}}{q^{n-m-1}(1 - q)}.$$

Supprimant le dénominateur commun $(1 - q)$ et observant

que

$$\alpha_n = \alpha_1 q^{n-1},$$

il vient

$$1 - q^m = q^m - q^n$$

et

$$1 - 2q^m + q^n = 0.$$

C'est la relation qui lie m et n.

On a d'ailleurs

$$q^n = \frac{\alpha_n}{\alpha_0};$$

donc

$$q^m = \frac{\alpha_0 + \alpha_n}{2\alpha_0}.$$

Prenant les logarithmes,

$$\frac{m}{n} = \frac{\log \frac{\alpha_0 + \alpha_n}{2\alpha_0}}{\log \frac{\alpha_n}{\alpha_0}}.$$

A cause de la faible durée de la coïncidence apparente (quelques minutes au plus), on peut poser

$$\alpha_n = \alpha_0 - \varepsilon,$$

ε étant très petit par rapport à α_0. Cela donne

$$\frac{m}{n} = \frac{\log\left(1 + \frac{\varepsilon}{2\alpha_0}\right)}{\log\left(1 + \frac{\varepsilon}{\alpha_0}\right)}.$$

Développant les logarithmes en série et se bornant aux deux premiers termes,

$$\frac{m}{n} = \frac{\frac{\varepsilon}{2\alpha_0} - \frac{\varepsilon^2}{4\alpha_0^2} - \cdots}{\frac{\varepsilon}{\alpha_0} - \frac{\varepsilon^2}{\alpha_0^2} - \cdots} = \frac{\frac{1}{2} - \frac{\varepsilon}{4\alpha_0} - \cdots}{1 - \frac{\varepsilon}{\alpha_0} - \cdots} = \frac{1}{2} + \frac{\varepsilon}{4\alpha_0} - \cdots.$$

Si $\frac{\varepsilon}{4\alpha_0}$ est négligeable, ce qui arrive dans la plupart des cas, $\frac{m}{n} = \frac{1}{2}$ et l'heure de la coïncidence est bien la moyenne des deux instants observés. $\frac{\varepsilon}{4\alpha_0}$ ou $\frac{\alpha_0 - \alpha_n}{4\alpha_0}$ dépend de la durée de la coïncidence.

Voici quelques exemples tirés de l'observation :

1° Avec le pendule de Repsold, à l'amplitude de 80′ environ, le décroissement de l'amplitude est de 1′ en deux minutes de temps et la durée de la coïncidence apparente ou l'intervalle des deux instants de l'apparition et de la disparition du filet lumineux n'atteint jamais une minute de temps,

$$\frac{m}{n} = \frac{1}{2} + \frac{80,0 - 79,5}{320} = \frac{321}{640}.$$

D'ailleurs $m + n = 60^s$ au plus. L'heure de la coïncidence vraie diffère de la moyenne des instants observés de $\frac{1}{10}$ de seconde environ. C'est entièrement négligeable vis-à-vis de l'erreur probable de l'observation, qui est d'environ une seconde de temps.

2° Avec le même instrument à l'amplitude de 4′, la durée de la coïncidence apparente est de trois minutes environ et le décroissement de l'amplitude de 1′ en trente-cinq minutes de temps. On a

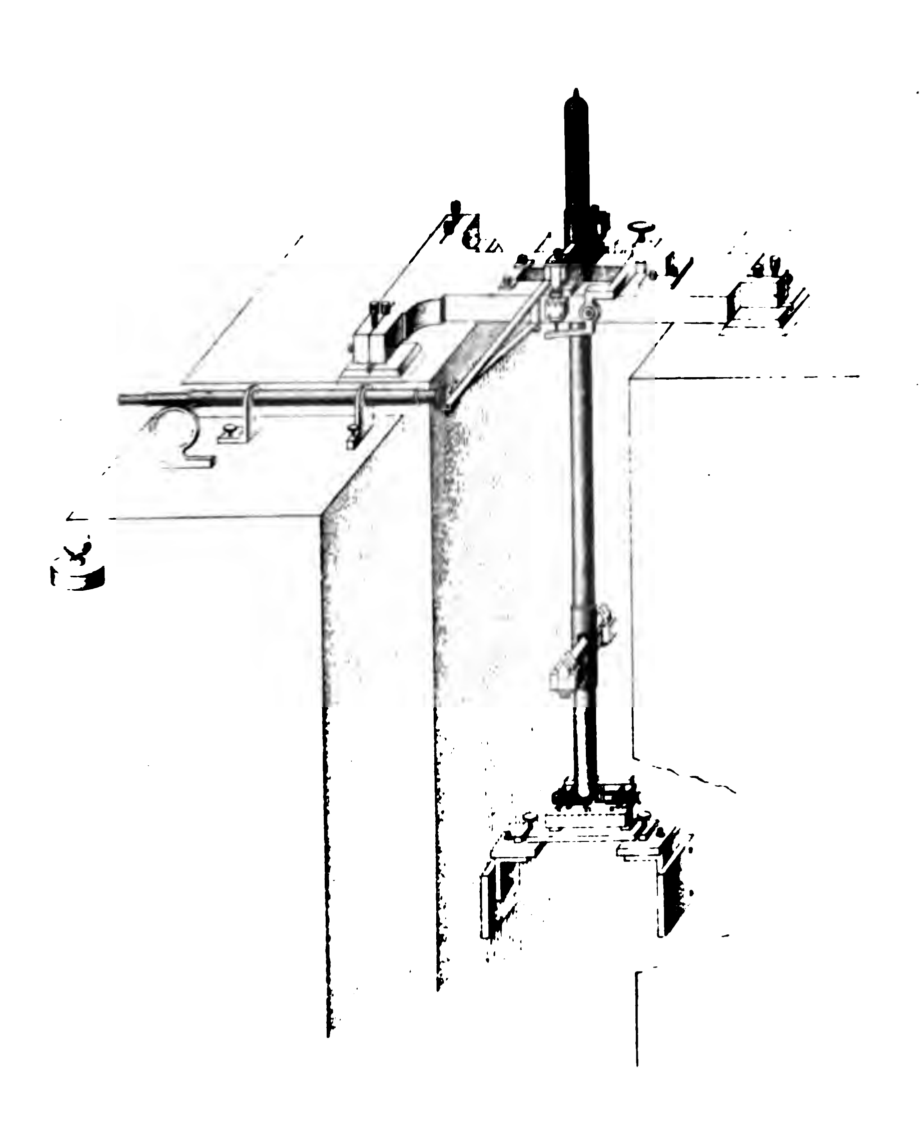
$$\frac{m}{n} = \frac{1}{2} + \frac{1}{187}.$$

C'est une correction à la moyenne de 1^s environ. C'est donc le cas limite, la correction étant de l'ordre de l'erreur probable de l'observation.

Il est donc nécessaire, aux petites amplitudes, de régler le filet lumineux laissé, au repos, entre le bord de la fente et la queue du pendule, aussi mince que possible, afin de réduire le plus possible le temps de la coïncidence apparente, si l'on veut éviter d'avoir à faire une correction aux heures observées.

L'analyse précédente s'applique à toutes les méthodes d'observation où la coïncidence est définie par plusieurs observations distantes les unes des autres. L'épaisseur du filet lumineux est remplacée seulement par la limite du dédoublement de deux images superposées.

Mesure de l'Intensité absolue de la pesanteur



Héliotypie J. Quinsac & F. Baqué, Paris

PENDULE RÉVERSIBLE construit par BRÜNNER

et adopté par le Service Géographique de France.

William Grosseteste Ingénieur

SÉANCE DU 16 MARS 1888.

PRÉSIDENCE DE M. DE ROMILLY.

La séance est ouverte à 8 heures et demie.
Le procès-verbal de la séance du 2 mars est lu et adopté.

Sont élus Membres de la Société :

MM. JOUBT, à Paris.
LE CHATELIER (Louis), Ingénieur des Ponts et Chaussées, à Paris.
NODOT, Préparateur de Physique à la Faculté des Sciences de Dijon.

M. le PRÉSIDENT donne lecture d'une lettre de M. le Ministre de l'Instruction publique, annonçant que le Congrès annuel des Sociétés savantes se tiendra à Paris les 23, 24 et 25 mai.

M. le PRÉSIDENT donne lecture d'une lettre de M. le capitaine Defforges annonçant qu'il vient d'installer, au pavillon de Breteuil (Sèvres), les appareils pour la mesure de la pesanteur et qu'il se tient à la disposition des Membres de la Société qui voudraient examiner de plus près l'installation des expériences. Rendez-vous est pris pour le dimanche 18 mars à 2^h.

M. le PRÉSIDENT fait part à la Société de la perte qu'elle vient de faire dans la personne de M. J. Richard, administrateur délégué de la Société des téléphones :

« MESSIEURS,

» J'ai le triste devoir d'annoncer à la Société, ce que beaucoup d'entre vous savent déjà, la mort d'un des nôtres, de M. J. Richard, ancien Ingénieur, Directeur des Télégraphes, Administrateur délégué de la Société des téléphones, Officier de la Légion d'honneur.

» Son administration a laissé en Algérie comme en France de profonds souvenirs.

» Il était du nombre des Ingénieurs qui ont fait preuve d'un mérite réel, lors de la première installation du réseau télégraphique.

» Dans la guerre de 1870, il donna un grand exemple de courage; car ce fut lui qui, avec notre regretté Collègue Raynaud, eut la périlleuse mission d'établir par un câble immergé dans la Seine une communication entre la Province et Paris investi.

» Le câble, dénoncé à l'ennemi, fut détruit, mais l'acte d'intrépidité n'en subsiste pas moins et augmente les regrets que cette perte fait éprouver à notre Société ».

M. FOUSSEREAU communique à la Société les résultats de ses recherches sur la décomposition des hyposulfites par les acides. Il a appliqué à l'exa-

men de cette question la méthode reposant sur la mesure des résistances électriques, dont il s'était précédemment servi pour étudier divers phénomènes chimiques réversibles. On sait qu'une dissolution d'hyposulfite de soude, additionnée d'une quantité équivalente d'acide chlorhydrique, se trouble en se chargeant d'un précipité de soufre amorphe accompagné d'une production d'acide sulfureux. Cette altération entraîne un accroissement de la résistance, qui tend, dans chaque cas, vers une limite égale sensiblement aux $\frac{3}{2}$ de sa valeur primitive.

Si l'on désigne par R_0 la résistance initiale du mélange et par R sa résistance à un instant quelconque, il conviendra d'appeler *variation relative de conductibilité* la quantité

$$\frac{\frac{1}{R_0} - \frac{1}{R}}{\frac{1}{R_0}} = \frac{R - R_0}{R} = \alpha.$$

M. Foussereau a constaté, en mêlant en proportions connues des dissolutions fraîches et des dissolutions altérées, que cette quantité est sensiblement proportionnelle à l'altération subie et peut lui servir de mesure.

On peut résumer comme il suit les résultats de cette recherche :

1° Le phénomène est d'autant plus lent que la dissolution est plus étendue. Avec des liqueurs contenant en équivalents par litre d'eau

$$\frac{1}{12}, \quad \frac{1}{66}, \quad \frac{1}{315}, \quad \frac{1}{1200},$$

les temps nécessaires pour obtenir, à la température 15°, une altération correspondante à la moitié de la transformation totale ont été respectivement

90 minutes, 36 heures, 11 jours, 34 jours.

2° L'altération s'accélère à mesure que la température s'élève. La modification, qui exige 34 jours à 15° pour le dernier liquide, n'exige plus que 80 minutes à 100°, soit un temps 600 fois moins long.

3° Dans les liqueurs étendues, l'altération commence par être très lente, puis s'accélère, atteint un maximum de vitesse, enfin se ralentit, en se rapprochant de la limite finale. Il semble donc que la réaction soit favorisée par la présence dans la liqueur de quelques-uns des produits auxquels elle donne naissance.

Sans éclaircir cette question, l'auteur s'est d'abord assuré qu'aucun ferment organisé n'intervient dans le phénomène, en maintenant à 100° pendant une demi-heure les deux réactifs contenus dans deux tubes concentriques, puis en scellant le tube extérieur. Les deux liquides étant ensuite mêlés par le retournement de l'appareil, le phénomène chimique suit son cours sans aucune modification.

On a ensuite ajouté à diverses portions d'une liqueur fraîchement préparée de petites quantités ($\frac{1}{10}$ à $\frac{1}{100}$) d'une liqueur de même composition, préparée depuis plusieurs mois et complètement altérée. Ces additions ont déterminé dans la réaction une accélération d'autant plus grande que la dose ajoutée a été plus forte. Avec la dose $\frac{1}{13}$ dans une dissolution à $\frac{1}{1200}$ d'équivalent, la vitesse d'altération au début s'est montrée huit fois plus grande. Ce résultat ne se manifeste pas si la liqueur altérée est filtrée et dépouillée ainsi du soufre qu'elle tient en suspension. Au contraire, ce précipité ajouté seul au liquide détermine une accélération moindre que dans le cas précédent, parce que le mélange est moins intime.

Les globules de soufre amorphe formés se comportent donc comme le fait un cristal dans une dissolution sursaturée. Ils déterminent la précipitation, à leur surface, du soufre encore engagé dans la combinaison. Ces globules, observés au microscope, paraissent arrondis et constamment agités d'un mouvement brownien. Ils finissent par s'accoler en chapelets et tomber au fond du liquide.

Quand on répète l'expérience précédente sur une dissolution assez concentrée pour éprouver, après quelques heures, un trouble visible, la liqueur abandonnée à son altération spontanée prend une teinte violacée et laisse déposer un précipité d'apparence homogène, les grains extrêmement fins qui le forment ne pouvant être distingués à l'œil nu. Si la réaction est déterminée par l'addition d'une petite quantité de liqueur déjà altérée, la dissolution prend une teinte plus blanche, et donne naissance à un précipité d'apparence grenue, dont les éléments sont visiblement moins nombreux et plus gros que dans le cas précédent, les globules ajoutés ayant accumulé à leur surface la plus grande partie du soufre précipité.

M. Guillaume rend compte des expériences qu'il a faites, de 1884 à 1886, au Bureau international des Poids et Mesures, sur la variabilité et la concordance des thermomètres à mercure.

Les variations du zéro, des corrections de calibre et de l'intervalle fondamental ont été successivement étudiées sur un certain nombre de thermomètres de premier ordre, dont les corrections étaient exactement connues.

Variations. — Le zéro des thermomètres monte lentement; l'ascension dépend de la matière du thermomètre et des influences auxquelles il est soumis. Deux ans après la construction, les thermomètres en verre dur ne montrent plus qu'une ascension d'un millième de degré environ par mois; pour les thermomètres en cristal, l'ascension est près de dix fois plus forte. A une époque donnée, le zéro se fixe à une position qui dépend de la température à laquelle le thermomètre a été exposé. La fonction qui relie la position du zéro z_t à la température t est, pour le verre dur,

$$z_t = z_0 - 0,0008886\,t - 0,000001084\,t^2;$$

pour le cristal dur (valeur provisoire),

$$z_t = z_0 - 0,0007972\,t - 0,00003293\,t^2.$$

Les dépressions totales entre o° et 100° sont respectivement d'environ o°, 1 et o°, 4; la variation est sensiblement linéaire pour le verre dur, et se rapproche de la loi du carré de M. Pernet pour le cristal dur.

Le thermomètre étant amené à 100°, la dépression s'effectue en une ou deux minutes dans le verre dur, tandis que le mouvement est sensible pendant près d'une heure dans le cristal.

Les corrections de calibre et l'intervalle fondamental ont été trouvés invariables soit avec le temps, soit sous l'influence d'échauffements prolongés à 100°. L'erreur des expériences était inférieure à un millième de degré.

Concordance. — Par définition, les thermomètres concordent à o° et 100°; ils peuvent diverger aux autres températures, et l'échelle t' de l'un est donnée en fonction de l'échelle t de l'autre par la relation

$$t' = t + t(100 - t)(a + bt + ct^2 + \ldots);$$

a, b, c sont des coefficients que l'on détermine en comparant entre eux des thermomètres bien étudiés. La quantité $t' - t$ est alors connue, pour un certain nombre de valeurs de t. En général, une formule avec deux coefficients indépendants représente bien ces expériences.

Les comparaisons systématiques faites par M. Guillaume en 1884 et 1886, et un grand nombre d'autres comparaisons, systématiques ou autres, faites surtout par M. Chappuis et lui, ont montré que les thermomètres de même verre bien étudiés concordent dans les limites des erreurs d'observation, c'est-à-dire à quelques millièmes de degré près.

Des thermomètres de verres différents discordent. Les divergences entre o° et 100° sont bien représentées, pour le verre dur et le cristal dur, par la formule

$$t_c - t_v = t_v(100 - t_v)(14,126 - 0,0311\,t)10^{-6};$$

pour le verre dur et le cristal ordinaire on a trouvé

$$t_c - t_v = t_v(100 - t_v)(16,701 - 0,002\,t)10^{-6}.$$

Les divergences maxima sont respectivement de o°, 0315 et o°, 0414.

M. le Dr PAQUELIN présente un nouvel éolipyle. L'appareil se compose en principe : 1° d'un récipient à liquide combustible, déprimé en haut en forme de gouttière circulaire et traversé verticalement à son centre par un tube dit central; 2° d'un ajutage placé en haut à l'intérieur du tube central et faisant communiquer l'intérieur du récipient avec le dehors; 3° d'une cheminée qui s'enfourche sur l'ajutage et ainsi fait suite au tube *central;* 4° d'un corps poreux disposé à l'intérieur du récipient, autour du tube central, et séparant le récipient en deux chambres superposées, dont

la supérieure, très petite, est en rapport avec l'ajutage, dont l'inférieure est la chambre au combustible.

Cet éolipyle fonctionne avec l'essence minérale, n'a qu'une flamme, n'est pas sujet à explosion, travaille dans toutes les positions, tête droite, inclinée ou renversée. Il donne un jet de feu de $0^m,15$ à $0^m,18$ qui fond l'argent des monnaies, le cuivre rouge, l'or. Il ne dépense par heure que 90^{gr} de combustible.

Sur la décomposition des hyposulfites par les acides;

par M. G. Fousserau.

Dans une série de recherches précédentes [1], j'ai appliqué la mesure des résistances électriques à l'étude de diverses réactions chimiques lentes, donnant lieu à des phénomènes réversibles. Une autre classe nombreuse de phénomènes lents est constituée par des réactions qui s'effectuent toujours dans le même sens, mais dont la production peut être suspendue, provoquée ou accélérée par certaines circonstances qu'il est intéressant de déterminer.

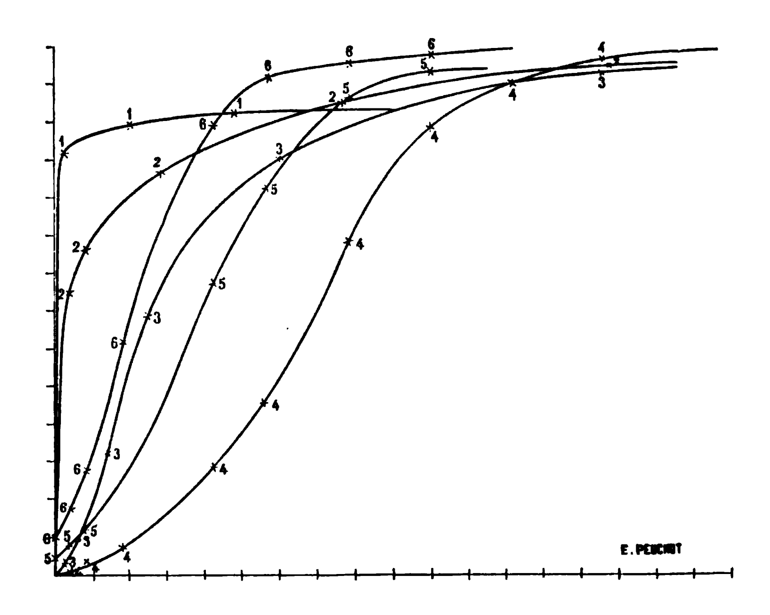
Quand on verse un acide dans une dissolution assez concentrée d'un hyposulfite, on sait que la liqueur se trouble au bout de quelques instants. Le radical acide des hyposulfites se dédouble en acide sulfureux et soufre laiteux qui se dépose peu à peu. Toutefois, si l'on répète cette expérience en opérant sur des dissolutions de concentrations décroissantes, le trouble est de plus en plus lent à apparaître, ne se manifeste plus bientôt que par une nuance bleuâtre et opaline de la liqueur, et finit même par devenir insensible au delà d'une certaine dilution. Le phénomène chimique se produit-il spontanément et avec une lenteur croissante dans ces cas extrêmes, ou l'acide hyposulfureux se conserve-t-il intact dans la liqueur, jusqu'au moment indéterminé où quelque circonstance accessoire provoque en un point de la masse le commencement de la réaction?

J'ai entrepris, pour résoudre cette question, une série d'expériences sur des mélanges d'acide chlorhydrique et d'hyposulfite de

---

[1] *Séances de la Société de Physique*, année 1887, p. 48 et 211.

soude en proportions équivalentes et à des degrés de dilution divers. Les dispositions expérimentales employées ont été exposées déjà dans de précédents Mémoires. Les mesures de résistance, faites à des températures voisines de 15°, ont été réduites par le calcul à une même température pour être entièrement comparables.



Pendant la période d'altération, la résistance du mélange va constamment en croissant, et tend à prendre, après un temps variable, une valeur très sensiblement égale aux $\frac{3}{2}$ de sa valeur primitive. En mêlant en proportions connues des mélanges récemment préparés à des mélanges de même composition primitive, dont la modification chimique est terminée, j'ai reconnu que les variations relatives de conductibilité résultant de l'altération sont peu éloignées d'être proportionnelles aux altérations elles-mêmes. On a donc une mesure approchée de ces dernières, en évaluant le rapport

$$d = \frac{\frac{1}{R_0} - \frac{1}{R}}{\frac{1}{R_0}} = \frac{R - R_0}{R}.$$

Influence de la concentration. — Les expériences ont principalement porté sur quatre mélanges renfermant en équivalents par litre d'eau les quantités suivantes de sel et d'acide dissous

$$\frac{1}{12,25},\quad \frac{1}{66,53},\quad \frac{1}{315,5},\quad \frac{1}{1201}.$$

Le premier de ces mélanges se trouble presque instantanément, au moment même où l'on réunit les dissolutions d'acide et d'hyposulfite préparées séparément. La réaction n'est cependant pas terminée aussitôt après le mélange, car la résistance électrique augmente rapidement d'abord, puis de plus en plus lentement. Au bout d'un jour, l'accroissement de résistance est déjà devenu très lent. Mais il n'a pas encore fini de se produire après dix jours. La courbe 1 représente la marche du phénomène, les temps étant pris pour abscisses et les valeurs de α pour ordonnées. La grande vitesse de la réaction au début ne permet pas de déterminer d'une façon précise la forme de cette courbe dans le voisinage de l'origine.

Le second mélange, dont l'altération est figurée par la courbe 2, exige un temps plus long pour prendre son état définitif. Mais la marche générale du phénomène paraît être la même que dans le cas précédent.

Les deux derniers mélanges, beaucoup plus étendus, fournissent les courbes 3 et 4, qui présentent une inflexion caractéristique, légère pour le premier, très prononcée pour le second. Ainsi, pour ces derniers liquides, la réaction est très lente au début, puis s'accélère pour se ralentir de nouveau quand la décomposition est presque complète. Dans le cas du quatrième liquide, l'altération est encore à peine sensible après quarante et une heures.

Influence de la température. — L'élévation de la température a pour effet d'accélérer la réaction, comme on pouvait s'y attendre, mais en lui conservant ses caractères essentiels. Les vitesses d'altération à 100° sont plusieurs centaines de fois plus grandes qu'à la température ordinaire. La période d'accroissement dans la vitesse d'altération se restreint à mesure que la température s'élève, de sorte que les courbes représentatives, correspondant aux liqueurs très diluées, tendent à se rapprocher de la forme de celles qui correspondent aux liqueurs concentrées.

Cause de l'accélération initiale. — L'accélération de l'altération pendant la première période ne peut être attribuée à la présence d'un ferment organisé. Je m'en suis assuré en chauffant les liquides dans des appareils formés de deux tubes concentriques, dont le plus extérieur était séparé de l'atmosphère par une pointe effilée. Le tube extérieur contenait l'acide chlorhydrique, le tube intérieur l'hyposulfite de soude. Après avoir fermé la pointe à la lampe, on laissait refroidir l'appareil; puis, en le retournant et en l'agitant, on provoquait le mélange des deux liquides. Dans ces conditions, le phénomène se comporta exactement de la même manière qu'à l'air libre, pour des liquides de composition identique.

Il ne restait plus qu'à examiner si la présence des produits de la réaction ne favorise pas la formation ultérieure de ces mêmes produits. Pour cela, j'ai ajouté, à un mélange récemment préparé, de petites quantités d'un mélange ancien de même composition [1], et j'ai comparé entre elles les variations de résistance éprouvées par le liquide ainsi additionné et par le mélange récent pris à l'état de pureté.

Les expériences ont été faites notamment avec un liquide renfermant $\frac{1}{1201}$ d'équivalent par litre, comme celui de la courbe 4. On a ajouté à deux masses de ce mélange récemment préparées respectivement $\frac{1}{26}$ et $\frac{1}{13}$ de leur volume d'un mélange de même concentration préparé depuis plusieurs mois.

Les résultats obtenus ne laissent aucun doute sur la très grande accélération communiquée à la réaction par la présence d'une petite quantité de liquide déjà altéré.

Les deux dernières séries d'expériences sont figurées par les courbes 5, 6. D'après ces courbes, l'inflexion qui correspond au maximum de la vitesse d'altération se produit dans la série 4 vers le trente-septième jour, tandis qu'on l'observe vers le dix-huitième et le neuvième dans les séries 5 et 6. En outre, cette inflexion est moins marquée dans ces dernières séries. La présence du réactif altéré tend donc à donner immédiatement à l'altération sa vitesse maxima.

---

[1] Dans les liqueurs les plus étendues, le soufre produit demeure en suspension dans le liquide pendant un temps très long.

Remarquons enfin que l'état d'une dissolution additionnée de $\frac{1}{n}$ de liquide ancien n'est pas le même que celui d'une dissolution parvenue spontanément à la fraction $\frac{1}{n}$ de son altération totale. Si ces liquides étaient identiques, l'effet de l'addition consisterait à avancer d'un temps déterminé la marche du phénomène, sans en changer les phases ultérieures. Les courbes 5 et 6, transportées parallèlement à elles-mêmes suivant une direction horizontale, devraient venir coïncider exactement avec la courbe 4, ce qui n'a pas lieu. Les observations suivantes permettent d'interpréter ces particularités.

Quand on examine au microscope une goutte d'un mélange de concentration moyenne qui commence à se troubler, on aperçoit une multitude de globules arrondis d'une extrême petitesse, formés par le soufre précipité à l'état amorphe. Ces globules sont animés du mouvement brownien. Ils s'agitent individuellement en tous sens dans le liquide, se heurtent et finissent par s'accoler les uns aux autres. Ils forment alors des chapelets de grains qui, peu à peu, grossissent, deviennent immobiles et tombent au fond du liquide.

Il est naturel de penser que l'accélération de la réaction est due à la présence de ces globules qui provoquent, par leur présence, la précipitation du soufre à leur surface, à peu près comme les cristaux d'une substance dissoute provoquent la précipitation d'une dissolution sursaturée, mais avec une vitesse moindre.

Je me suis assuré que telle est bien la nature du phénomène, en recommençant les expériences citées plus haut, d'une part, avec addition au mélange frais de la liqueur altérée, après sa filtration, ce qui ne produit aucun effet appréciable; d'autre part, avec addition d'une petite quantité du précipité recueilli au fond des récipients. On obtient, dans ce dernier cas, une accélération appréciable, mais beaucoup moins sensible que dans les expériences exposées plus haut, parce que le précipité ne demeure plus aussi facilement en suspension dans le liquide où on l'introduit.

Enfin, en ajoutant à une liqueur du soufre octaédrique réduit en poudre, on observe encore une légère accélération, tenant vraisemblablement à ce que le soufre employé contient quelques traces de soufre amorphe.

Il est facile de comprendre maintenant pourquoi les courbes d'altération 4, 5, 6 ne peuvent être amenées à coïncider par une simple translation. Si la dissolution observée n'a pas été additionnée de liquide déjà altéré, les globules de soufre naissent simultanément en un grand nombre de points et demeurent relativement petits et nombreux. Si, au contraire, on introduit tout d'abord une petite quantité de liquide altéré, les globules appartenant à ce liquide remplissent l'office de centres d'attraction. C'est principalement à leur surface que s'effectue le dépôt ultérieur, et la formation de globules nouveaux reste très restreinte.

Pour m'assurer que les choses se passent réellement ainsi, j'ai répété les mêmes expériences sur des liquides plus concentrés. Si, par exemple, on abandonne à elle-même une dissolution au $\frac{1}{125}$ d'équivalent, on la voit commencer à se troubler au bout de deux heures environ. Elle prend une teinte violacée opaline et renferme des éléments solides très nombreux et très petits.

Le lendemain, la portion supérieure de la liqueur redevient limpide, et la masse solide descend vers le fond, en formant une sorte de voile d'apparence gélatineuse. Si, au contraire, on a ajouté dès le début $\frac{1}{10}$ de liquide déjà altéré, de même composition, la liqueur prend une teinte blanche et montre, au microscope, des globules relativement gros. Le dépôt qui s'effectue ensuite au fond du vase présente, à l'œil nu, l'aspect de petites masses grenues sans continuité.

En résumé, la décomposition des hyposulfites par les acides est un phénomène progressif d'autant plus lent, que la dilution est plus grande et que la température est plus basse. Ce phénomène, qui consiste en une précipitation de soufre amorphe accompagnant une production d'acide sulfureux, s'accélère spontanément à partir de son début, atteint un maximum de vitesse, puis se ralentit.

L'accélération est due à la présence du soufre déjà précipité et peut être obtenue artificiellement par l'introduction de globules de soufre tout formés, à la surface desquels le dépôt s'effectue de préférence. Le liquide dépouillé de soufre ne produit pas d'effet. Le soufre octaédrique, dont la structure diffère beaucoup de celle du soufre amorphe précipité dans la réaction, ne produit qu'une accélération peu sensible du phénomène.

Recherches sur le thermomètre à mercure [1];

par M. Ch.-Ed. Guillaume.

Les recherches que j'ai entreprises, au Bureau international des Poids et Mesures, se rapportent en particulier aux variations que peuvent subir les thermomètres dans diverses circonstances; d'autres expériences ont été faites dans le but de déterminer les divergences des thermomètres construits avec des verres de différentes compositions.

Variabilité des thermomètres.

Les variations qu'éprouvent les thermomètres ont été observées par un grand nombre de physiciens : j'ai immédiatement réduit mes recherches à l'étude précise et complète du verre dur, entre 0° et 100°, et à quelques mesures comparatives faites sur le cristal dur employé fréquemment pour la construction des thermomètres. Le verre dur contient, d'après M. Tornöe, 71 pour 100 de silice, 14 pour 100 de chaux, 11 pour 100 de soude, et de petites quantités d'acide sulfurique, d'alumine, de potasse et de peroxyde de fer. Le cristal dur contient environ 16 pour 100 d'oxyde de plomb.

Les causes de variation des thermomètres sont multiples; le verre éprouve, sous l'influence des changements de la température, ou par recuit prolongé, des modifications qui se manifestent d'une manière frappante par des déplacements du zéro. La tige du thermomètre éprouve évidemment des variations de même nature, beaucoup plus difficiles à mesurer, le volume (0-100) étant environ soixante fois plus petit que celui du réservoir. Si les variations des différentes parties du thermomètre étaient proportionnelles à leur volume, on pourrait calculer celles de la tige d'après celles

---

[1] Résumé de la seconde Partie du Mémoire de l'auteur : *Études thermométriques* (*Travaux et Memoires du Bureau international des Poids et Mesures*, t. V; Paris, Gauthier-Villars, 1886); *voir*, pour la première Partie, les *Séances de la Société de Physique*, année 1886, p. 219.

du réservoir; mais elles ne le sont pas nécessairement, puisqu'elles résultent d'un état de tension qui s'établit ou disparaît, et qui peut varier suivant l'épaisseur du verre.

Il est possible aussi, et plusieurs auteurs pensent l'avoir démontré, que le coefficient de dilatation du verre soit modifié par l'exposition à des températures élevées. D'autre part, on sait qu'une mince couche gazeuse se dépose sur la surface du verre, et peut se dégager en partie dans le vide du thermomètre; ces gaz se détachent des parois à des températures élevées, mais se condensent de nouveau aux températures basses. On voit, d'après ce rapide aperçu, qu'il est difficile de prévoir des relations entre toutes ces variations; cependant on peut déjà tirer d'avance quelques conclusions.

Il est à peu près certain que, toute la tige d'un thermomètre étant soumise aux mêmes influences, ses diverses parties éprouveront les mêmes modifications, soit profondes, soit superficielles. Dans une tige sensiblement cylindrique, les corrections de calibre ne doivent pas varier; mais, si le tube porte des ampoules, la surface et le volume ne sont plus dans le même rapport, et les condensations superficielles peuvent produire des variations dans ces corrections.

Les variations dans la masse de la tige ou à la surface du tube capillaire agiront nécessairement sur l'intervalle fondamental. Les variations du coefficient de dilatation du réservoir se feront aussi sentir sur la valeur de cet élément. Ces variations entraîneront de même une modification dans l'*échelle* du thermomètre, puisque cette échelle est définie par la dilatation apparente du mercure dans le verre. Les seules conclusions certaines que nous puissions tirer de là sont négatives; les voici : Lorsque l'intervalle fondamental d'un thermomètre est resté constant, ses corrections de calibre et son échelle n'ont pas varié; mais la constance des corrections de calibre n'entraîne aucunement la constance de l'intervalle fondamental.

Nous étudierons successivement les variations du zéro, du calibre et de l'intervalle fondamental.

Variations du zéro.

Je rappellerai que les variations du zéro se manifestent par deux phénomènes, en apparence très différents, en réalité identiques dans leur nature :

1° Une ascension lente du zéro;

2° Des variations rapides que l'on observe chaque fois qu'on fait varier la température à laquelle le thermomètre est exposé.

L'ascension lente provient de la disparition progressive des dépressions produites par les températures élevées auxquelles les thermomètres sont soumis dans leur fabrication.

J'ai étudié séparément ces deux phénomènes.

Ascension lente.

Un grand nombre de thermomètres de précision étant continuellement en usage au Bureau international, il m'a suffi d'extraire, de leurs dossiers, les observations du zéro faites de temps en temps pour la réduction des températures. Ces zéros pris sur une moyenne de sept thermomètres en verre dur, et réduits à la position qu'ils auraient occupée après une longue exposition des thermomètres à zéro, ont donné les résultats suivants (le temps est compté à partir du remplissage du thermomètre):

			Ascension par mois.
			°
Du 8ᵉ	au 13ᵉ	mois................	0,0046
13	17	....	0,0022
17	21	....	0,0015
21	30	....	0,0009
30	39	....	0,0007

Des thermomètres en cristal dur ont montré une ascension près de dix fois plus forte.

Variations accidentelles.

a. Rapidité de la variation. — Les expériences sur la rapidité des variations accidentelles se sont bornées aux dépressions à 0° et à 100°; je citerai seulement les résultats de ces dernières.

Après avoir déterminé le zéro du thermomètre, on le plaçait dans l'appareil à ébullition, et l'on suivait la marche descendante de l'extrémité de la colonne. Lorsqu'elle était devenue parfaitement stationnaire, on déterminait de nouveau le zéro, et l'on obtenait ainsi la dépression entre la température de départ et 100°. Les observations intermédiaires, réduites pour la variation de la pression barométrique, combinées avec la dépression au dernier moment de l'expérience, donnaient la dépression en chaque instant. On notait le temps à partir du moment où la colonne mercurielle arrivait entre 99° et 100°.

Les expériences sur un grand nombre de thermomètres en verre dur ont donné les résultats moyens suivants :

Époque.	Dépressions.
m s	°
0.20	0,0898
0.40	0,0908
1. 0	0,0912
30	0,0916
2. 0	0,0920
30	0,0922
3. 0	0,0924
7. 0	0,0926

Après deux minutes d'exposition à 100°, la marche est à peine appréciable.

On a trouvé, pour le cristal dur :

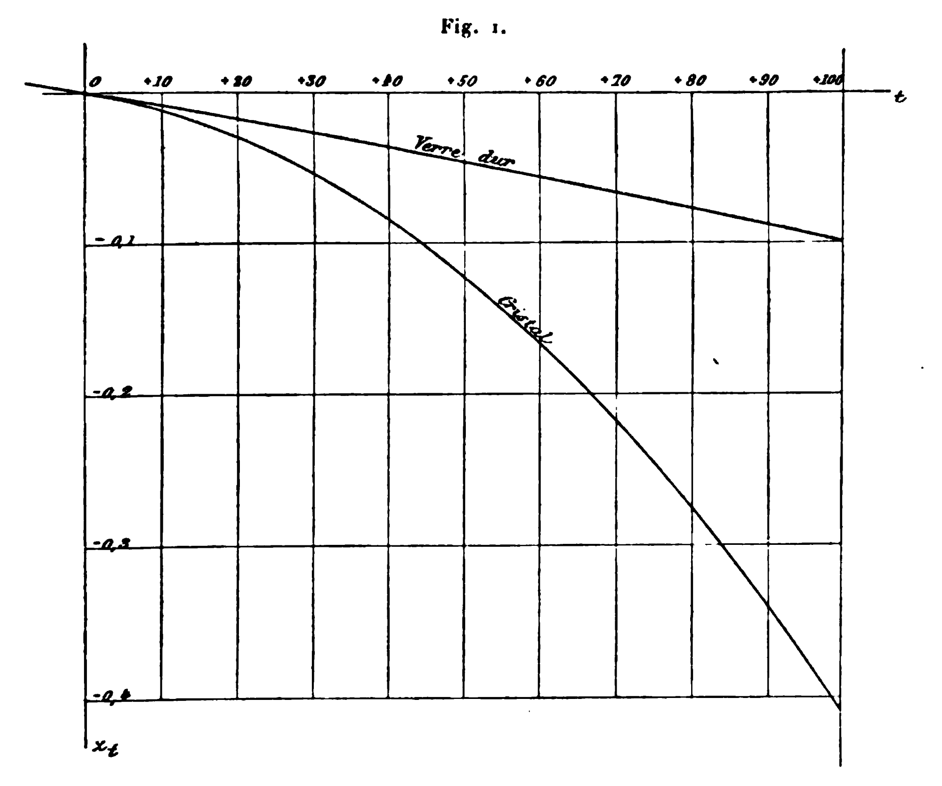
Époque.	Dépression.	Époque.	Dépression.
m s	°	m	°
0.20	0,221	6	0,337
0.40	0,248	8	0,348
1. 0	0,261	10	0,357
30	0,271	15	0,367
2. 0	0,287	20	0,376
30	0,296	25	0,385
3. 0	0,305	30	0,391
4. 0	0,322	40	0,397
5. 0	0,330	50	0,400

On voit que le mouvement du zéro est incomparablement plus lent que dans le verre dur. Cette différence constitue une supériorité du verre dur sur le cristal; car il est nécessaire, dans les expériences de précision, d'opérer avec un zéro bien fixe. L'établis-

sement du zéro correspondant à une température déterminée occasionne, dans l'emploi des thermomètres en cristal, une perte de temps considérable.

b. Grandeur de la variation. — Je cherchai ensuite la relation qui existe entre la température à laquelle le thermomètre a été

Fig. 1.



exposé et la position de son zéro. Quatre thermomètres en verre dur et deux thermomètres en cristal dur furent exposés à des températures croissant de 5° en 5° entre — 10° et + 70°, puis à la température de 100°. La durée de l'exposition était d'une douzaine d'heures; la position du zéro de tous les thermomètres était alors déterminée par quatre lectures au micromètre. Quelques heures plus tard, on faisait une nouvelle détermination à la même température. Après trois ou quatre mesures, les thermomètres étaient ramenés lentement à une température de repère (5° en hiver,

20° en été) à laquelle ils étaient maintenus pendant plusieurs jours avant qu'on fît une nouvelle détermination. Les dépressions du zéro étaient comptées à partir de ces températures. Soient t la température à laquelle les thermomètres ont été exposés; z_t la position correspondante du zéro; on a trouvé pour le verre dur

$$z_t = z_0 - 0,0008886t - 0,00000108t^2;$$

pour le cristal

$$z_t = z_0 - 0,0007972t - 0,0000329 3t^2.$$

Ces formules sont représentées dans la *fig.* 1.

Pour le verre dur, l'interpolation peut se faire par une fonction linéaire sur un grand espace de température.

Des expériences récentes ont montré que la fonction trouvée représente remarquablement bien les observations jusqu'à 180° au moins.

Variations de l'intervalle fondamental.

La plupart des observateurs qui se sont occupés de cette question sont arrivés à la conclusion que l'intervalle fondamental d'un thermomètre ne varie pas, dans les circonstances ordinaires, au delà des limites des erreurs d'observations. La précision des mesures faites jusqu'ici était insuffisante pour les expériences dans lesquelles les thermomètres doivent servir au Bureau international.

Les déterminations de l'intervalle fondamental sont soumises à de nombreuses causes d'erreurs, dont quelques-unes (refroidissement du thermomètre de 100° à 0°, etc.) sont liées à la température du laboratoire et varient par conséquent avec la saison. On serait conduit à des conclusions tout à fait erronées si l'on ne parvenait pas à les éliminer. Le but principal de mes expériences était de rechercher les variations que peut éprouver l'intervalle fondamental d'un thermomètre chauffé pendant plusieurs heures à 100°. J'avais à ma disposition huit thermomètres construits en même temps et parfaitement étudiés. Je les partageai en deux groupes. Les thermomètres d'un groupe furent recuits à 100°, les autres servirent de témoins. Après chaque recuit, je déterminais

l'intervalle fondamental de tous les thermomètres, en prenant alternativement un thermomètre dans chaque groupe; les thermomètres n'étaient alors exposés à 100° que pendant quelques minutes.

Voici les résultats de ces expériences :

	Intervalle fondamental moyen. Thermomètres chauffés.	Thermomètres témoins.	Température ambiante moyenne.
	div	div	°
40 déterminations mars-juin 1885.......	100,0738	100,0845	13,3
24 » nov.-déc. 1885.......	100,0803	100,0901	6,9
22 » janv.mars 1886......	100,0851	100,0946	4,6
24 » avril 1886..........	100,0780	100,0879	11,5

Les nombres obtenus pour les deux groupes étant affectés des mêmes causes d'erreurs, on éliminera autant que possible les erreurs systématiques, en formant les différences entre les nombres correspondants des deux colonnes, et en examinant si ces différences suivent une marche. Pour cela, il suffira de retrancher chaque différence de toutes les précédentes. Nous avons ainsi [1]:

Premier groupe — second.	Différences.		
°	°	°	
— 0,0107..............	»	»	»
— 0,0098..............	+ 0,0009	»	»
— 0,0095..............	+ 0,0012	+ 0,0003	»
— 0,0099..............	+ 0,0008	— 0,0001	— 0,0004
Moyenne................	+ 0°,00045 ± 0°,00018		

Bien que la moyenne des différences dépasse sensiblement son erreur probable, elle est encore si faible qu'elle ne permet pas de conclure à une variation appréciable de l'intervalle fondamental par suite du recuit à 100°. Si maintenant nous examinons la marche des nombres avec le temps, nous voyons que, plus la température du laboratoire est basse, plus la valeur de l'intervalle (0-100) en divisions du thermomètre est forte; dans l'espace d'une

[1] Les thermomètres étaient divisés en dixièmes de degré; mais nous nommons plus particulièrement *division* l'intervalle correspondant très sensiblement à 1°.

année, cette valeur augmente, puis diminue, et l'on peut en conclure que les variations apparentes sont dues en entier aux causes d'erreurs signalées plus haut.

Variations des corrections de calibre.

On pouvait conclure, *a priori,* de la constance de l'intervalle fondamental à l'invariabilité des corrections de calibre; il était cependant intéressant de vérifier ce résultat. La division en trois parties d'un thermomètre à deux ampoules fut répétée deux ans après le premier calibrage. Les variations trouvées pour les corrections des deux points déterminés furent respectivement de $0°,0003$ et $0°,0005$; elles sont comprises dans les limites des erreurs d'observation.

De tout ce qui précède, on conclut que les *constantes* des thermomètres en verre dur exposés à des températures qui ne dépassent pas $100°$ n'éprouvent aucune variation appréciable.

Sur l'échelle des thermomètres à mercure.

L'échelle d'un thermomètre à mercure est donnée par la dilatation apparente du mercure dans le verre. Mais la dilatation du verre est une quantité mal définie, puisqu'à une même température la même masse de verre peut occuper des volumes différents suivant les températures antérieures. Nous supposerons que la dilatation du verre ait été mesurée en déterminant la contraction qui se produit par le refroidissement rapide d'un vase ou d'une tige de verre, de diverses températures à zéro.

L'échelle donnée par un thermomètre à mercure diffère de l'échelle absolue ou de l'échelle normale du thermomètre à hydrogène qu'on est convenu de lui substituer provisoirement, de quantités qui dépendent de la nature du verre avec lequel le thermomètre est construit.

Si l'on convient que les deux échelles doivent être rapportées au même *système,* c'est-à-dire posséder les mêmes points fondamentaux et la même division de l'intervalle fondamental, les températures en ces points doivent concorder. Elles discordent aux autres points, et, si nous désignons par t une température dans

l'échelle du thermomètre à mercure, par T la même température dans l'échelle normale, nous pourrons écrire, dans le système centigrade,

$$t - T = T(100 - T)(A + BT + CT^2 + \ldots).$$

A, B, C, ... sont des coefficients que l'on pourrait calculer, si l'on connaissait, avec une précision suffisante, les formules qui représentent la dilatation du mercure et du verre. Mais il est préférable de les déterminer directement; on peut alors en tirer des relations très exactes entre les coefficients des formules de dilatation.

Pour déterminer les coefficients de la formule ci-dessus, on compare plusieurs thermomètres bien étudiés à un thermomètre à gaz, et l'on établit ainsi un certain nombre d'équations de condition dans lesquelles $t - T$ est l'inconnue. J'ai seulement cherché les relations de même forme qui existent entre des thermomètres de différents verres.

Il fallait, avant tout, s'assurer que des thermomètres de même verre donnent des résultats concordants.

En 1884, j'avais déjà entrepris, sur les indications de M. Benoît, des comparaisons entre cinq thermomètres Tonnelot en verre dur, et trois thermomètres Alvergniat en cristal. Ces expériences avaient montré que les thermomètres en verre dur concordent très bien entre eux, la plus forte divergence de l'un d'eux par rapport à la moyenne étant inférieure à $\frac{7}{1000}$ de degré. Les thermomètres Alvergniat montrèrent des écarts quatre fois plus grands. Plus tard, la construction des thermomètres et les procédés employés pour leur étude et leur comparaison se perfectionnèrent, et les divergences furent considérablement réduites. Dans de nombreuses comparaisons, faites en particulier par M. Chappuis et par moi, les divergences entre deux thermomètres, supérieures à $\frac{3}{1000}$ de degré, devinrent exceptionnelles. Or, si l'on considère que le résultat des comparaisons contient les erreurs de l'étude de chaque thermomètre, et celles de la comparaison elle-même, on est conduit à conclure que la différence de marche, vraie entre deux thermomètres du même verre, provenant uniquement des différences de la dilatation, ne doit guère dépasser $\frac{1}{1000}$ de degré. Supposons que la dilatation du verre soit représentée par une formule parabolique;

on trouve, en calculant la valeur des coefficients A, B, ... de la formule citée plus haut, que les coefficients des termes en t^2 dans l'expression de la dilatation cubique du verre de deux thermomètres dont la divergence est de $\frac{1}{1000}$ de degré à 50° ne diffèrent que de $6 \cdot 10^{-11}$, c'est-à-dire, de $\frac{1}{400}$ environ de leur valeur. Or le verre est un corps qui, au point de vue de la dilatation, possède de mauvaises qualités; on pourra donc conclure, *a fortiori,* que la même concordance doit exister entre les coefficients β pour divers échantillons d'un même métal. Les meilleures mesures directes de la dilatation n'ont pas permis, jusqu'ici, une vérification de ce fait, dans les limites qui viennent d'être assignées.

En 1886, j'entrepris l'étude systématique des divergences entre les thermomètres en verre dur et en cristal. Deux thermomètres de chaque espèce furent étudiés avec le plus grand soin, et comparés de 5° en 5°, deux à deux en série fermée. Les deux thermomètres en verre dur ayant montré, à 15°, une divergence de $\frac{5}{1000}$ de degré, de nouvelles comparaisons furent faites à 12°,5 et 17°,5; elles montrèrent que la divergence trouvée était accidentelle, et je reconnus qu'elle provenait d'un défaut de l'un des thermomètres; le tube contenait, entre 14°,5 et 15°, quelques impuretés.

Je résumerai ici les résultats de ces comparaisons. Pour divers motifs, trop longs à développer, je crois que les plus fortes divergences entre les thermomètres du même verre sont dues surtout aux comparaisons.

	Thermomètres				
Températures approximatives.	en verre dur 4327-4330.	en cristal 4450-4451.	Cr.-Vc.	Calculé.	Obs.-Calc.
°	°	°	°	°	°
5,0........	+0,0010	+0,0010	+0,0072	+0,0066	+0,0006
10,0........	+0,0002	+0,0040	+0,0132	+0,0124	+0,0008
12,5........	−0,0019	−0,0009	+0,0161	+0,0150	+0,0011
15,0........	−0,0055	−0,0015	+0,0173	+0,0174	−0,0001
17,5........	+0,0020	+0,0002	+0,0211	+0,0196	+0,0016
20,0........	+0,0015	−0,0048	+0,0210	+0,0216	−0,0006
25,0........	+0,0009	+0,0006	+0,0253	+0,0250	+0,0003
30,0........	−0,0017	−0,0051	+0,0271	+0,0277	−0,0006
35,0........	+0,0021	+0,0004	+0,0273	+0,0296	−0,0023
40,0........	+0,0042	+0,0008	+0,0286	+0,0309	−0,0023
45,0........	+0,0033	−0,0003	+0,0335	+0,0315	+0,0020
50,0........	+0,0016	−0,0024	+0,0385	+0,0314	+0,0014

On voit que les thermomètres du même verre ne présentent aucune divergence systématique, tandis que la différence des indications des thermomètres en verre dur et en cristal augmente progressivement. Si l'on cherche à représenter les divergences par la formule générale, en s'arrêtant au second terme, on trouve, par la méthode des moindres carrés,

$$t_{cr} - t_{vo} = t(100 - t)(14,126 - 0,0311\,t)10^{-6}.$$

Au degré d'approximation des expériences, t est exprimé indifféremment dans l'échelle du verre dur ou du cristal.

Les erreurs résiduelles sont inscrites dans la dernière colonne du Tableau. Le maximum de divergence est de 0°,0315 à 46°,943.

Plus tard, M. Benoît mit à ma disposition quatre thermomètres en cristal ordinaire, étudiés autrefois par lui-même, et employés depuis lors dans l'appareil Fizeau qu'il a installé au Bureau [1]. Les résultats de ces comparaisons ont donné, pour la divergence entre ces thermomètres et ceux en verre dur, la formule

$$t_{cr} - t_{vo} = t(100 - t)(16,701 - 0,002\,t)10^{-6}.$$

Cette formule donne un maximum de divergence à 49°,986; il est de 0°,0414.

Les résultats des expériences dont je viens de rendre compte peuvent être formulés comme il suit : *Les thermomètres de même matière étudiés individuellement donnent des indications identiques. Les divergences entre les thermomètres de verres différents sont très bien représentées par un cas simple d'une formule générale.*

Ces résultats montrent, contrairement à une opinion très répandue, que le thermomètre à mercure, loin d'être un instrument capricieux, déjouant toute théorie, se conforme merveilleusement bien aux conséquences auxquelles conduit une théorie simple. Il permet même de pousser les conclusions relatives aux dilatations plus loin qu'elles n'avaient été formulées jusqu'ici.

---

[1] J.-R. Benoit, *Nouvelles études sur le dilatomètre de M. Fizeau* (*Travaux et Mémoires*, t. VI).

Nouvel éolipyle; par M. le Dr Paquelin.

Ce nouvel éolipyle, instrument à jet de feu forcé et continu, est alimenté à l'essence minérale; il fonctionne avec une seule flamme; il travaille dans toutes les positions, aussi bien horizontalement et tête en bas que tête en haut; la chaleur de sa flamme, de beaucoup supérieure à celle du bunsen, fond, à air libre, argent, cuivre rouge et or; il donne une économie de plus de 60 pour 100 sur tous les appareils analogues en usage qui brûlent de l'esprit-de-bois; il n'est pas sujet à explosion.

Pas de soufflerie, pas de tuyauterie, pas de mèche à entretenir. Il est indépendant de tout foyer de chaleur. Une fois amorcé, il s'actionne lui-même. En moins d'une minute, il est en pleine activité. Il fournit trente minutes de travail continu.

C'est une sorte de chalumeau automate, c'est-à-dire qui, une fois amorcé, s'active à l'aide de sa propre chaleur.

Cet appareil, qui est tout métallique extérieurement, et d'une grande simplicité de construction, se compose de sept organes, qui sont :

1° Un réservoir cylindrique, creusé en haut d'une gouttière circulaire, traversé verticalement à son centre d'un bout à l'autre par un tube, dit tube central, muni latéralement à angle droit d'un goulot à fermeture hermétique et terminé en bas par une galerie percée de trous;

2° Un ajutage en forme de T renversé, situé en dedans et en haut du tube central, portant bec brûleur et mettant en communication l'intérieur du réservoir avec le dehors au moyen d'un orifice de très petite dimension;

3° Un corps poreux à mailles très serrées, présentant une grande surface, disposé à l'intérieur du réservoir autour du tube central et divisant ledit réservoir en deux chambres superposées, la supérieure très étroite, chambre de l'ajutage, l'inférieure s'étendant à toute la capacité du récipient, chambre au combustible;

4° Une cheminée droite ou coudée qui se met à cheval, s'enfourche sur l'ajutage, dont les branches ou jambes sont en contact parfait avec la paroi du tube central et dont la partie inférieure est percée latéralement de deux orifices;

5° Un chapeau ou casque qui coiffe la cheminée, en prenant appui sur la partie supérieure du réservoir et dont la base est percée d'une couronne de trous;

6° Deux poignées mobiles en fer;

7° Une large rondelle, dite *brise-vent,* qui est soudée au-dessous du réservoir et au centre de laquelle est percé un trou de 1^{mm} environ.

L'auteur rappelle en quelques mots le dispositif des anciens éolipyles et indique les différences caractéristiques de construction et de fonctionnement qui existent entre ces appareils et celui de sa création.

Avec les anciens éolipyles, production de vapeurs irritantes pour la vue et l'odorat, danger d'explosion, mouvements de l'appareil limités à 45° d'inclinaison, grande dépense et flamme relativement peu chaude.

Avec ce nouvel éolipyle, pas d'odeurs irritantes, pas de danger d'explosion, mouvements illimités de l'appareil avec lequel on peut faire le moulinet sans qu'il s'éteigne et sans qu'il perde rien de son activité; enfin petite dépense et action calorifique intense.

La grande dépense des anciens éolipyles est due à sept causes qui sont :

1° Emploi d'un combustible cher;

2° Composition oxyhydrocarbonée du combustible, d'où saturation d'une partie de l'hydrogène et du carbone du liquide; partant, toutes choses égales, diminution dans l'énergie de la combustion et abaissement dans la température de la flamme;

3° Imperfection de la combustion qui s'opère pour ainsi dire au hasard;

4° Grand débit de l'orifice brûleur;

5° Nécessité d'une flamme d'amorçage à effet continu;

6° Lenteur de la mise en train;

7° Épuisement rapide de la provision de la chaudière.

La grande économie de ce nouvel éolipyle, qui est de 60 à 80 pour 100, suivant le lieu d'achat du combustible, vient de huit sources, savoir :

1° Emploi d'un combustible bon marché;

2° Composition hydrocarbonée pure du combustible;

3° Richesse de l'essence minérale en hydrogène et en carbone, laquelle est un mélange de 13 d'hydrocarbures qui s'étagent en augmentant régulièrement de 1 de carbone et de 2 d'hydrogène, depuis le premier qui est C^4H^{10} jusqu'au dernier qui est représenté par la formule $C^{16}H^{34}$;

4° Utilisation parfaite du combustible due au dispositif même de l'appareil.

De ce dispositif il résulte que les vapeurs combustibles qui sortent sous pression du générateur font appel, par un effet de Giffard, à la quantité d'air nécessaire pour former un mélange gazeux ayant toutes les qualités d'un mélange détonant.

Ainsi combustion parfaite et production d'une flamme à très haute température;

5° Petit débit du bec brûleur;

6° L'amorçage opéré, action automatique de l'appareil. La cheminée, en transmettant au réservoir une partie de la chaleur qu'elle reçoit de la combustion du mélange gazeux, continue le mouvement de vaporisation et de mise sous pression commencé par le feu du liquide d'amorçage;

7° Rapidité de la mise en train;

8° Durée de la charge du réservoir (trente minutes au lieu de vingt minutes).

SÉANCE ANNUELLE DU 3 AVRIL 1888.

PRÉSIDENCE DE M. DE ROMILLY.

M. Mascart répète devant la Société un certain nombre d'expériences sur les dangers possibles d'incendie par l'éclairage électrique.

Un courant électrique peut être considéré comme un moyen de transporter de la chaleur dans le circuit qu'il parcourt; cette chaleur se distribue en partie dans les conducteurs et se localise aux points où le courant rencontre soit des résistances plus grandes, soit des forces électromotrices à vaincre. Dans les installations d'éclairage électrique, il y a donc à se préoccuper de l'échauffement inévitable des conducteurs et de la chaleur dégagée sur les lampes; il est nécessaire que cette chaleur soit disséminée

d'une manière continue, afin d'éviter tout échauffement qui pourrait être dangereux.

Pour les fils garnis d'enveloppes isolantes et placés sous moulures, la conductibilité suffit pour dissiper l'échauffement, si l'intensité du courant reste comprise entre les limites adoptées par la pratique; un courant exagéré peut faire distiller les enveloppes et enflammer le bois. L'expérience est faite avec un fil nu de 1mm,2 de diamètre posé sur une planchette et en partie recouvert d'une seconde planchette. Ce fil doit conduire normalement un courant de 4 ampères environ. Le courant est porté jusqu'à 40 ampères sans que le bois commence à carboniser. Pour un courant beaucoup plus intense, le bois s'enflamme sur la partie où le fil est découvert avant de brûler sur l'autre partie, où le manque d'air ralentit l'inflammation. On sait que ces accidents sont évités d'une manière très efficace dans la pratique par l'emploi des *coupe-circuits*.

Pour voir à quel point les lampes elles-mêmes seraient capables d'enflammer les étoffes et les corps combustibles placés dans le voisinage, on a disposé la série suivante d'expériences :

1° Le globe d'une lampe à arc (système Cance) a été enveloppé par plusieurs épaisseurs d'une étoffe légère de tarlatane verte;

2° Une lampe à incandescence de 32 bougies est enveloppée de même, les plis de l'étoffe étant serrés sous la lampe par une bride de caoutchouc;

3° Une lampe de 32 bougies est coiffée d'un bonnet de coton à double épaisseur;

4° Une autre est coiffée d'une calotte de soie noire couverte d'une calotte de velours noir;

5° Une lampe est entourée d'une couche d'ouate blanche dont on a enlevé la surface gommée;

6° Deux lampes sont couvertes de deux couches d'ouate gommée, blanche pour l'une et noire pour l'autre;

7° Une lampe de 32 bougies est placée dans un pli vertical formé par un vieux décor de théâtre;

8° Enfin une lampe de 300 bougies est appliquée contre un vieux décor.

Aucune carbonisation ni échauffement exagéré ne s'est produit en vingt minutes dans les expériences 1, 2, 5 et 7.

Au bout d'une minute et demie, le décor de l'expérience 8 se carbonisait au contact du verre et commençait à brûler sans flamme.

Au bout de deux minutes, après distillation et carbonisation des couches d'ouate, les lampes 6 ont éclaté en enflammant l'enveloppe.

En six minutes environ, la calotte de velours était carbonisée et commençait à brûler lentement; l'expérience a été prolongée plus longtemps sans briser la lampe, mais le verre était déformé.

Le bonnet de coton était en partie carbonisé, au bout de dix minutes, aux points de contact et la combustion n'avait pas encore commencé.

M. Mascart, en terminant, laisse à chacun le soin de tirer de ces expériences les conséquences qu'elles comportent pour les mesures de prudence, faciles, d'ailleurs, à prendre dans l'emploi de ces lumières.

RÉUNION DES MARDI 3 AVRIL ET MERCREDI 4 AVRIL 1888.

à 8 heures très précises du soir.

Machine à vapeur de MM. **Weyher et Richemond**.

Dynamo de MM. **Sautter et Lemonnier**.

Éclairage électrique par les lampes de M. **Cance**.

Expérience des trois miroirs de Fresnel .... M. **Mascart**.

Intensité absolue de la pesanteur : Pendule de Repsold. Pendule de Brunner .... M. **le capit. Defforges**.

Nouveau type de lampe à arc système Cance fonctionnant à 3 ampères .... M. **Cance**.

Appareil pour la production artificielle des trombes..... M. **Colladon**.

Influence de la température sur l'aimantation du fer .... M. **Ledeboer**.

Ampères étalons .... M. **Pellat**.

Photographies de nuages prises au pic du Midi .... M. **Janssen**.

Divers modèles de lampes de sûreté .... M. **H. Le Chatelier**.

Appareil pour déterminer le pouvoir inducteur spécifique des liquides .... M. **Negreano**.

Modèles de condensateurs étalonnés. Electrodynamomètres. Électromètres apériodiques. Étalons de force électromotrice de M. **Gouy**. Ampère étalon de M. **Pellat**. Pyromètre électrique de M. **H. Le Chatelier**. Installation pour la mesure des forces électromotrices...... M. **J. Carpentier**.

Grand appareil d'interférence de M. **Mascart** (franges de Talbot), construit pour M. Bichat. Appareil des trois miroirs de Fresnel (modèle de M. Mascart). Photomètre de M. **Mascart** pour déterminer la répartition de la lumière dans une salle. Petit photomètre de poche. Photomètre photographique de M. **Janssen**, construit

pour l'observatoire de Meudon. Spectromètre de M. **Yvon**, pour l'étude spectroscopique des liquides sous des épaisseurs variables. Spath taillé d'après les indications de M. **Bertrand**, avec dispositif de M. **Pellin**, pour montrer simultanément en projection la croix noire et la croix blanche. Photomètre Foucault, avec dispositif pour comparer deux lumières situées en ligne droite de part et d'autre du photomètre. Grand prisme à sulfure de carbone de M. **Govi**. Grand prisme à vision directe pour projection. Grand prisme à angle variable, pour montrer l'achromatisme et la théorie du prisme à vision directe. Régulateur Foucault, marchant indifféremment avec pile ou machine. Nouveau stéréoscope pour trois grandeurs d'épreuves. Objectifs grands angulaires, construits d'après les calculs de M. Ad. Martin. Réseaux métalliques de M. **Rowland**. Expériences diverses : polarisation; verres trempés, courbés, comprimés, lames de chaux. Appareil pour le renversement de la raie D. Projection des raies des métaux dans le spectre. Lanterne micrographique du D[r] **Roux**. Expériences de projection avec appareil vertical (aimants flottants symétriques et divers). Nouvelle cornue de sûreté pour la préparation de l'oxygène dans les laboratoires.. **M. Ph. Pellin (Maison Jules Duboscq).**

Photomètre cosinus. Galvanomètre différentiel à champ magnétique réglable pour la mesure du flux d'induction. **M. R. Arnoux.**

Baromètre anéroïde enregistreur grand modèle. Thermomètre enregistreur grand modèle. Actinomètre enregistreur à boules de métal (système de M. **Violle**). Anémoscope enregistreur électrique. Indicateur cinématique de la vitesse des machines. Indicateur cinématique de la vitesse du vent (vitesse vraie). Anémomètre normal ou indicateur cinématique de la vitesse du vent, vitesse par seconde ramenée à la moyenne à l'heure. Régulateur de Foucault modifié. Manomètre pour pressions ou dépressions infinitésimales. Pyromètre à courant d'eau, indiquant de 0° à 2500° C..................... **MM. Richard frères.**

Saccharimètre à lumière blanche ordinaire à projection. **M. L. Laurent.**

Gyroscope Foucault. Régulateur de la lumière électrique système.. **M. Dumoulin-Froment.**

Électromètre de M. **Curie**. Appareils de MM. J. et P. **Curie** pour l'étude de la piézo-électricité. Sirène. Soudure d'aluminium.............................. **M. Bourbouze.**

Thermomètre à hydrogène, construit spécialement pour la mesure des basses températures. Appareil destiné à

réaliser des expériences à hautes températures dans des gaz sous fortes pressions........................ M. **Cailletet**.

Expériences diverses réalisées avec l'acide carbonique et le protoxyde d'azote liquéfiés. Exploseur modifié. Tableau distributeur, permettant l'emploi simultané ou isolé d'une dynamo et d'accumulateurs pour obtenir les courants nécessaires aux expériences de Cours. Photographies de franges obtenues dans la lumière monochromatique avec le microscope de M. **Nodot**......... M. E. **Ducretet**.

Divers échantillons du métal Delta : Bâti de dynamo commandé par le Creusot. Instruments d'acoustique d'une légèreté remarquable, etc...................... **Société du métal Delta**.

Bain pelliculaire de M. **Perigaud**. Cartes du Ciel de MM. **Henry**.. **Observatoire de Paris**.

Appareil pour la projection des corps placés horizontalement par transmission et par réflexion. Le même appareil peut servir à la projection des phénomènes qu'on observe dans la lumière polarisée à l'aide de l'appareil de Norremberg. Appareil petit modèle, pour la projection des phénomènes d'interférence et de diffraction. Réfractomètre de M. **Amagat**, pour le dosage de l'alcool ou des liquides hydro-alcooliques..... MM. **Th.** et **A. Duboscq**.

Moteurs électriques puissants et légers pour expériences de Cours. Machine électrostatique mise en fonction par l'un de ces moteurs. Appareils d'éclairage électrique pour laboratoires. Lampes de sûreté. Auxanoscope électrique ou nouvel appareil universel pour la projection de tous les corps, opaques ou transparents. Hélicoptères et aéroplane électriques s'élevant dans l'air par leur puissance propre. Nouveau commutateur interrupteur de courant destiné aux courants de haut potentiel.. M. **G. Trouvé**.

Banc d'optique. Nouvel équatorial pouvant servir à l'enseignement de la Cosmographie dans les établissements d'instruction secondaire. Nouveau perfectionnement à l'hématospectroscope de M. le Dr **Hénocque**......... M. E. **Lutz**.

Nouvel ophtalmomètre pratique...................... MM. **Leroy** et **R. Dubois**.

Pile automatique **O'Keenan** pour l'éclairage domestique des appartements.. M. **M. Mors**.

Nouvel éolipyle.. M. **Paquelin**.

Ophtalmoscope binoculaire du Dr Giraud-Teulon à éclairage électrique. Chromatomètre de Chibret.......... M. **Roulot-Giroux**.

Magnétomètre avec balance d'oscillation pour déterminer la valeur du champ du magnétisme terrestre. Modèle de compas compensé à rose légère.................. M. **Demichel.**

Voltamètre et pile étalons. Galvanomètre Deprez-d'Arsonval. Perfectionnement de M. **Marcel Deprez** assurant la proportionnalité et l'invariabilité des indications.. M. **A. Minet.**

Collimateur nouveau modèle avec goniomètre de Wollaston grand modèle, de M. **Mallard.** Collimateur avec goniomètre de Wollaston, modèle de M. **A. Picart.** Collimateur et goniomètre Wollaston, nouvelle disposition de M. **Wyrouboff.** Collimateur et goniomètre Wollaston, modèle usité...................... M. **A. Picart.**

Appareil pour la mesure des déformations élastiques. MM. **H. Le Chatelier et Digeon.**

Expérience obtenue par la double réfraction conique. Grands réseaux circulaires de $0^m,32$ de diamètre, au $\frac{1}{100}$, tracés sur verre. Réseaux au $\frac{1}{100}$, tracés sur verre argenté .... M. **Nodot.**

Batteries de piles utilisant les rognures de zinc (amalgamation automatique). Siphon pour les acides s'amorçant et se désamorçant en soufflant. Modèle de pompe élévatoire sans piston.............................. M. **Radiguet.**

Photographies du bateau sous-marin de la Marine française et du moteur électrique de 52 chevaux .... M. **le capit. Krebs.**

Télémètres de poche à angle fixe et bases variables. M. **C. Nachet.**

Vase bouché hermétiquement ayant servi pour la quatrième expérience démontrant la pondérabilité de l'éther universel. Récipients brisés par explosion à des pressions bien inférieures à la résistance calculée. Régulateur de courant électrique. Nouvel accumulateur. Modèle de machine à projection de vapeur à rotation rapide et expérience paradoxale. Appareil pour transformer un mouvement rapide en un mouvement lent. Modèles de turbines................................ M. **Delaurier.**

Pile à bichromate perfectionnée, avec disposition nouvelle du positif, pour lumière électrique d'appartement.. M. **P. Crosse.**

Tableau d'appareils téléphoniques...................... M. **Mildé.**

Expériences sur les dangers possibles d'incendie par l'électricité; par M. Mascart.

Mon intention n'est pas d'établir ici un parallèle, qui se présente naturellement à l'esprit, entre l'éclairage au gaz et la lumière électrique, mais seulement de mettre sous vos yeux un certain nombre d'expériences qui permettront de fixer une opinion sur des faits précis, en vous laissant le soin de conclure et en m'abstenant, autant que possible, d'émettre une opinion personnelle.

Le gaz et l'électricité représentent aujourd'hui deux grandes industries qui se disputent la faveur publique. Il me semble qu'on les considère trop souvent comme des industries rivales; la vérité me paraît être que la seconde prendra sa place à côté de la première dans les applications auxquelles elle est mieux appropriée et que l'une et l'autre auront parallèlement une prospérité croissante. Il suffit, pour s'en convaincre, de constater les progrès considérables qui se sont manifestés dans l'éclairage privé et public, surtout depuis quelques années.

A une époque qui n'est pas bien éloignée de nous, on peut dire que la vie du soir n'existait pas. On faisait la veillée à la lueur du foyer : une lampe à huile, renouvelée des Égyptiens et même d'une civilisation antérieure, suffisait à nos grand'mères pour filer le lin ou tricoter les bas de la famille; les érudits et les savants travaillaient à la chandelle. La vie active se passait alors entre le lever et le coucher du Soleil, mais il s'est fait dans les villes, surtout en France et à Paris, un déplacement des habitudes où l'hygiène ne trouve peut-être pas son compte : le travail, les affaires ou les relations sociales se prolongent très avant dans la nuit.

Sous Louis XIV, le Parlement se réunissait à 7^h du matin; une convocation aussi prématurée aurait aujourd'hui peu de succès, et le Parlement de Londres ouvre ses séances à 9^h du soir. Ces mœurs nouvelles ne sont possibles qu'avec un développement des lumières artificielles qui sont destinées à augmenter jusqu'à ce qu'on ait reproduit la clarté du jour. La galerie des glaces de Versailles, par exemple, a été éclairée en 1745 pour le premier mariage du Dauphin, en 1873 pour un dîner en l'honneur du Shah de Perse, en 1878 pour la fête donnée par le Maréchal de Mac-Mahon à l'occa-

sion de la clôture de l'Exposition universelle. La quantité de lumières employées dans ces trois circonstances peut être estimée, d'après les documents que j'ai pu consulter, à 1600, 4000 et 8000 bougies. L'éclairage a donc doublé en un siècle, de 1745 à 1873, il a doublé aussi de 1873 à 1878, et, dans les bals donnés cette année à l'Hôtel de Ville de Paris, l'éclairage à la lumière électrique avait encore doublé la clarté, sans qu'elle parût excessive.

Partout où apparaissent les lampes électriques, elles apportent une telle quantité de lumière que les locaux situés dans le voisinage, rues, magasins ou habitations particulières, sont entraînés à exagérer leur éclairage et par suite leur consommation de gaz. C'est la loi du progrès et tout retour en arrière est impossible. Pour éclairer à l'électricité une ville telle que Paris, il ne faudrait pas moins de 300000 à 400000 chevaux-vapeur. Avant qu'une installation aussi colossale de machines ait le temps de s'établir, si elle devient jamais possible, les exigences du public, au point de vue de la lumière, me paraissent devoir amener un accroissement inévitable dans la consommation du gaz, soit pour l'éclairage, soit pour l'alimentation même des machines. Je ne me dissimule pas mon incompétence en ces matières ; je ne me suis permis cette petite digression que pour indiquer la pensée qui m'a guidé.

Vous jugerez sans doute qu'il est superflu de montrer comment le feu peut être provoqué par les lumières à flamme, telles que les bougies, les lampes à huile ou au pétrole et les becs de gaz; l'épreuve est utile pour l'électricité parce qu'elle n'est pas encore assez entrée dans les usages.

La Commission supérieure des Théâtres, auprès de la Préfecture de Police, qui avait à rédiger une ordonnance relative à l'application de l'électricité, a désiré se rendre compte des faits directement et m'a demandé de reproduire devant elle, autant que possible, les conditions d'imprudence qu'il serait nécessaire de réaliser pour faire naître un danger. Les expériences ont été faites au laboratoire de la Société internationale des Électriciens et je vais les répéter devant vous en les complétant. Les opinions sur ce sujet étaient, en effet, contradictoires et certains exemples pouvaient inspirer quelque inquiétude : le Théâtre du Temple à Philadelphie a été détruit par un incendie qui paraît devoir être attribué à une lampe électrique, et plusieurs commencements d'incendie

ont été causés par les conducteurs eux-mêmes. Ce sont ces accidents que nous allons imiter.

Le courant électrique peut être considéré comme un moyen de transporter une quantité de chaleur équivalente à chaque instant au travail absorbé par les machines. Cette chaleur se dégage en partie dans toute l'étendue du conducteur; elle se localise en certains points, soit sur les lampes à incandescence qui présentent une plus grande résistance, soit sur les lampes à arc où il existe en outre une force électromotrice à vaincre. Pour que les corps voisins n'éprouvent aucune élévation de température dangereuse, il faut que la chaleur des conducteurs et des lampes se dissipe d'une manière continue, comme la chaleur d'une flamme se dissipe par le courant d'air qui entraîne les produits de la combustion. Le danger se présente donc sous deux formes, par l'échauffement des conducteurs et par la chaleur que dégagent les lampes.

Dans un fil conducteur de nature donnée, la quantité de chaleur dégagée à chaque instant est proportionnelle au carré du courant; elle est 4, 9, 16, ... fois aussi grande quand le courant devient double, triple, quadruple, etc. Voici deux fils de cuivre nu de $1^{mm},2$ de diamètre placés dans des rainures sur une planchette de bois et recouverts sur une partie de leur trajet par une autre planchette. Les conditions d'économie indiquent que ce fil ne doit pas conduire un courant supérieur à 4^{amp}. On le relie aux pôles d'une machine électrique. En fermant le circuit par un nombre croissant de lampes à incandescence, nous portons le courant jusqu'à 40^{amp}; on sent à la main et à distance que le fil s'échauffe d'une manière notable, mais le bois ne se carbonise pas, quoique la chaleur dégagée soit cent fois plus grande que celle qui doit se produire dans la marche normale, et il serait sans doute difficile d'arriver à enflammer le bois dans ces conditions. Remplaçons au contraire les lampes par un fil de cuivre pour constituer ce qu'on appelle un *court circuit*, ce courant devient tout à coup très intense, le bois s'enflamme aux points où le fil est nu et dégage des fumées abondantes par les fentes dans la partie où il est recouvert. Voilà donc un incendie causé par les conducteurs; nous noterons en passant que le feu se produit moins facilement quand le fil est placé entre deux planchettes, parce que l'air manque pour la combustion.

Nous répétons la même expérience avec un fil identique entouré de gutta-percha, comme on les emploie habituellement. Le courant de 40^{amp} ramollit la gutta et ne tarderait pas à la faire distiller en dégageant des vapeurs inflammables : un court circuit enflamme la gutta sur la partie exposée à l'air, sans l'enflammer tout d'abord dans la région où le fil est logé entre deux planchettes.

Ce danger peut être écarté, et il l'est dans la pratique, par l'emploi des *coupe-circuits,* composés généralement d'un fil de plomb de quelques centimètres de longueur, placé sur le trajet du courant. Un court circuit qui s'établirait par accident entre les deux fils d'une distribution électrique, par exemple au contact d'une pièce métallique, aurait pour conséquence de provoquer sans profit le passage d'un courant très énergique. Le fil de plomb s'échauffe alors jusqu'à la température de fusion et brise le circuit. En dehors de toute question de prudence, l'industriel a trop d'intérêt à éviter une dépense inutile pour négliger cette précaution. Si le diamètre du plomb est choisi de manière que le fil fonde pour un courant supérieur à cinq fois sa valeur normale, c'est-à-dire dans des limites où aucune combustion n'est à craindre, le coupe-circuit évitera d'une manière absolue tout danger d'accident.

Reprenons, en effet, les deux expériences qui précèdent, en formant le circuit par un nombre croissant de lampes à incandescence et ayant soin de munir le fil de coupe-circuits. Dès que le courant devient trop intense, longtemps avant qu'il ait atteint la valeur de 40^{amp} qui n'était pas encore dangereuse, vous entendez une petite explosion et les lampes s'éteignent. Les plombs sont placés dans une monture spéciale, *bouchon de sûreté,* et l'explosion tient à ce que le métal a été volatilisé.

Supposons néanmoins que les bois qui protègent les conducteurs commencent à brûler, soit par l'échauffement du fil, soit par une série d'étincelles aux points où le circuit est fermé par une pièce mobile, un commutateur, un coupe-circuit, etc., qui donne de mauvais contacts. Le premier mouvement est de jeter de l'eau sur le feu, mais on ne fait alors que rendre le bois plus conducteur, faciliter le passage du courant entre les fils voisins et augmenter la combustion. On peut juger le désarroi du pompier qui s'est trouvé dernièrement, dans un théâtre, en face d'une pareille mésaventure, contraire à toutes les traditions; le remède était

cependant bien simple, couper le fil ou plutôt dévisser le bouchon d'un coupe-circuit.

Nous reproduisons ici cet accident en faisant passer dans un fil un courant de nature à chauffer la planchette. En mouillant le bois avec une éponge, le galvanomètre indique que le courant augmente et l'eau se met à bouillir; nous arriverions bientôt à mettre le feu par l'eau elle-même, mais le fil vient de se couper par l'excès même du courant.

Il résulte de là deux conclusions pratiques : d'abord qu'on doit éviter l'humidité avec grand soin, parce que l'eau constitue le danger le plus sérieux d'incendie dans les installations d'électricité, en second lieu que les hommes de surveillance et les pompiers doivent recevoir des instructions spéciales pour ce nouveau genre d'accidents possibles.

J'arrive maintenant aux lampes.

Pour les lampes à arc dont les charbons sont à l'air libre, il est assurément facile d'enflammer du papier, des étoffes ou du bois, que l'on mettrait en contact avec les pointes des charbons; mais ces arcs sont toujours entourés d'un globe de verre épais ou d'une lanterne et il est facile en outre de protéger la lampe par un grillage, qui éviterait tout contact avec des corps combustibles si la lanterne était brisée.

Les lampes à incandescence sont enfermées, au contraire, dans une ampoule de verre complètement vide de gaz. Le fil se coupe et s'éteint aussitôt que l'ampoule est brisée, de sorte qu'il ne peut y avoir aucune inflammation directe par contact avec les points lumineux.

Nous devons examiner avec plus de soin ce qui peut résulter de la chaleur dégagée par les lampes. Il est clair que, si ces lampes sont enfermées dans une enceinte imperméable à la chaleur, qui en arrête la dissémination continue, la température de l'enceinte ira constamment en croissant et pourra devenir dangereuse. Dans les conditions habituelles, où le globe des lampes à arc et l'ampoule des lampes à incandescence restent entourés d'air, l'échauffement est si faible qu'on peut toucher le verre à la main sans inconvénient; mais il peut arriver que des bois, des étoffes ou des corps combustibles quelconques se trouvent en contact permanent avec l'enveloppe des lampes.

Pour voir ce qui peut en résulter, nous allons imiter les conditions les plus défavorables. Nous entourons complètement le globe d'une lampe à arc (lampe Cance) avec plusieurs épaisseurs d'une étoffe de tarlatane verte. La lampe restera jusqu'à la fin de la séance sans que l'étoffe brûle ou carbonise; le tissu est assez ajouré pour que le rayonnement et les courants d'air enlèvent à chaque instant la chaleur dégagée. Des étoffes plus épaisses pourraient concentrer la chaleur; nous réaliserons ces expériences avec des lampes à incandescence, qui sont plus maniables, et dont nous avons un grand nombre à notre disposition, grâce à la générosité de la Société Edison dont un des ingénieurs les plus distingués, M. Vernes, veut bien nous prêter son concours.

Voici une série de lampes dites de 32 bougies, c'est-à-dire d'environ 3 carcels et, par conséquent, d'une intensité supérieure à celles que l'on emploie habituellement :

La première est enveloppée d'une double épaisseur de tarlatane, serrée en dessous par un anneau de caoutchouc; elle figure la robe d'une danseuse qui stationnerait auprès d'une lampe.

Nous coiffons la deuxième avec un bonnet de coton ; ce serait le cas d'une personne à moitié endormie qui se trompe d'éteignoir.

La troisième est couverte d'une calotte de soie noire revêtue elle-même d'une calotte de velours noir; c'est un spectateur qui trouve plus expéditif d'accrocher son pardessus à une lampe.

Pour aller plus loin encore, nous coiffons la quatrième avec une couche d'ouate blanche dont on a enlevé la surface gommée.

La cinquième est enveloppée de deux couches épaisses d'ouate blanche gommée et enfin la sixième de deux couches semblables d'ouate noire.

Toutes les lampes étant allumées à plein feu, nous allons attendre le résultat.

La tarlatane qui enveloppe la première lampe restera intacte comme sur le globe de la lampe à arc.

La couche d'ouate placée sur la quatrième lampe n'arrivera guère qu'à se carboniser, quoique le courant d'air soit singulièrement entravé par l'épaisseur de l'enveloppe.

Les deux coiffes d'ouate gommée commencent à fumer et répandent une odeur piquante qui tient aux produits de distillation; il en est de même pour les bonnets de soie et de velours dont les

fumées sont plus désagréables. Enfin le bonnet de coton lui-même produit des fumées.

Au bout de deux minutes, la lampe à ouate noire éclate; l'enveloppe n'est pas enflammée comme elle le fait habituellement, mais elle présente une grande surface en ignition et il suffit de souffler dessus pour qu'elle s'enflamme.

Voici, presque aussitôt, la lampe à ouate blanche qui éclate et enflamme son enveloppe.

La petite explosion tient simplement à ce que la carbonisation et la combustion lente de la couche d'ouate échauffe le verre au point de le ramollir; il cède sous la pression extérieure, et les gaz combustibles, qui proviennent de la distillation de l'enveloppe, s'enflamment au contact du fil incandescent.

Je regrette que, pendant cette explosion, un petit paquet de coton-poudre situé à quelque distance ait pris feu spontanément, par la projection, sans doute, d'une petite quantité de matière enflammée.

Je réservais ce coton pour une expérience que je suis maintenant obligé de vous décrire, faute de provision, mais que chacun peut facilement répéter. On peut envelopper une lampe à incandescence et la briser dans ce milieu sans enflammer le coton; le fil de la lampe a eu le temps de se couper et de s'éteindre avant qu'il arrive en contact avec le coton-poudre. Faute de mieux, nous réalisons l'expérience avec plusieurs épaisseurs d'ouate noire sans provoquer d'inflammation.

Pendant ce temps, la calotte de soie et velours, ainsi que le bonnet de coton, continuent de distiller et de se carboniser. Le velours est même en ignition (au bout de quatre minutes) et je suis étonné que la lampe n'éclate pas. En découvrant l'ampoule, nous constatons que le verre est déformé; il avait donc commencé à se ramollir et ne devait pas tarder à se briser.

Enfin, en soufflant sur le bonnet de coton (au bout de sept minutes), nous voyons qu'il est lui-même en ignition et il finirait par brûler.

En résumé, nous avons provoqué un commencement d'incendie avec quatre lampes en prenant des précautions minutieuses pour concentrer la chaleur qu'elles dégagent.

C'est ainsi, d'après les détails de l'enquête, que l'incendie paraît

avoir débuté au théâtre du Temple à Philadelphie. Une lampe à incandescence était placée contre une tenture dans une des salles du musée du Temple (musée de figures de cire) contigu au théâtre. On y aperçut des fumées, puis une lampe éclata, le feu prit aux tentures et envahit rapidement le musée et le théâtre.

La Commission supérieure des Théâtres, qui a provoqué ces expériences, désirait surtout savoir ce qui peut arriver sur une scène où l'accumulation des décors constitue un danger permanent avec les lumières à flamme et où l'incendie a presque toujours débuté au théâtre; il y a donc intérêt à se rapprocher davantage de la pratique.

Voici des lambeaux de vieux décors de théâtre. Nous plaçons dans un pli vertical de décor une lampe de 32 bougies qui se trouve ainsi complètement entourée et qui touche la toile des deux côtés; c'est un cas qui peut se produire. La lampe reste dans cette situation pendant plus de dix minutes sans que la toile commence à se carboniser ou même à dégager des fumées. La combustion serait évidemment plus facile si la lampe était couchée sur toile ou sur une planche et recouverte de toile, car il n'y aurait plus de courant d'air pour emporter la chaleur d'une manière continue.

Nous poussons maintenant l'expérience à l'extrême en appliquant contre le décor une lampe à incandescence de 300 bougies, c'est-à-dire d'environ 30 carcels. Au bout d'une minute, le décor fume et se carbonise; après une minute et demie, il est troué au contact du verre et présente déjà des points en ignition. Il faudra donc, si l'on a recours sur la scène, comme il est probable, à des lampes d'une pareille intensité, prendre soin de les entourer d'un grillage métallique, afin qu'elles ne soient jamais en contact immédiat avec des matières inflammables. La moindre distance entre la lampe et le décor suffit pour permettre le passage d'un courant d'air et éviter tout accident.

Ces expériences vous paraîtront sans doute assez démonstratives pour permettre à chacun d'apprécier l'accroissement de sécurité qui résulte de l'emploi de la lumière électrique dans un certain nombre d'applications, particulièrement sur la scène des théâtres, et je n'y insisterai pas davantage. Je veux seulement terminer par une réflexion générale.

Toute industrie, si inoffensive qu'elle paraisse, et même plus

généralement tout acte de la vie offre des dangers contre lesquels il faut se prémunir. Les mesures de prudence, si elles ne sont pas, par une exception très rare, corrélatives d'un intérêt pécuniaire, représentent une gêne ou une dépense, et l'on peut être assuré que ces mesures seront réduites au strict minimum défini par les prescriptions de police ou les responsabilités légales. Il n'y a donc pas à s'étonner que, pour une industrie aussi nouvelle que l'est encore celle de l'éclairage électrique, on ait pu négliger les précautions les plus élémentaires, soit par une économie mal entendue, soit par défaut d'expérience ou par la hâte des installations improvisées. Malgré toutes ces conditions défavorables, les accidents ont été très rares et, sans mettre en doute la compétence aujourd'hui bien établie des ingénieurs, il paraît juste de reporter le mérite de cette immunité relative à l'agent électrique lui-même, plutôt qu'aux soins avec lesquels il a été mis en œuvre.

SÉANCE DU 20 AVRIL 1888.

PRÉSIDENCE DE M. DE ROMILLY.

La séance est ouverte à 8 heures et demie.

Le procès-verbal de la séance du 16 mars est lu et adopté.

Sont élus Membres de la Société :

MM. Arnoux (René), Ingénieur, Chef du Bureau des Essais de la maison Bréguet, à Paris.

Léon (Gustave), Ingénieur des Mines, à Paris.

M. le Président remercie en ces termes les personnes qui ont pris part à l'Exposition annuelle :

« Messieurs,

» J'ai à vous rendre compte de la séance de Pâques. Et tout d'abord laissez-moi vous dire qu'elle a parfaitement réussi.

» Je ne sais pas, Messieurs, si vous éprouvez cette sensation, mais je ne puis passer devant une boutique d'opticien, surtout si elle est bien éclairée, sans m'arrêter et être tenté d'y entrer. Cette profusion d'appareils qui ont un éclat, qui ont un fini, un air de précision si accusés exercent sur l'imagination une sorte de fascination à laquelle on n'a pas envie de résister. Je suis sûr qu'il devait y avoir quelque chose d'analogue dans les sentiments de ceux qui pénétraient dans notre exposition.

» Ici, dans nos séances habituelles, ce sont des expériences sérieuses avec de minutieuses et précises explications.

» Mais ce jour-là, c'est la fête des yeux, tout vous attire, il faut tout voir. Le temps presse. Il faut saisir tout à première vue. On saute au hasard d'une petite chose à une grande, d'une simple innovation à une vraie découverte. Aussi, et cela surtout pour ceux qui abordent pour la première fois ces nouveautés, que d'étonnements !

» Dès l'entrée de ce grand hôtel si bien disposé, au bas de l'escalier, qu'est-ce que ce grand appareil à projections ? C'est un appareil de Noremberg disposé par M. A. Duboscq pour les démonstrations publiques.

» Et là, cette façon de baromètre ? C'est le nouveau thermomètre à hydrogène de M. Cailletet.

» Et ce grand vase plein d'eau avec un peu de sciure de bois au fond ? C'est la trombe de M. Colladon : une tempête dans un verre d'eau.

» Ces belles photographies au relief saisissant, où est l'objectif qui les a réalisées ? L'objectif, c'est ce petit trou d'un demi-millimètre percé dans cette plaque de métal.

» Quant aux gros lingots d'or qui étincellent au bout de la salle, c'est le métal Delta, un simple alliage de cuivre, de zinc et de fer.

» Mais, Messieurs, arrêtons-nous au milieu de nos admirations et demandons-nous combien l'attrait eût été moindre si nous avions été réduits à la lumière du gaz au lieu de notre illumination électrique.

» Heureusement, la Société française de Physique compte des amis. C'est à eux que nous devons ce splendide éclairage. MM. Weyher et Richemond ont mis à notre disposition, avec leur générosité habituelle, la machine à vapeur qui actionnait la dynamo de M. Lemonnier. Cette dynamo, M. Lemonnier l'a donnée à la Société. Merci, monsieur Lemonnier, de votre utile et beau présent, merci au nom de nous tous. M. Cance, lui, s'est chargé gratuitement de l'éclairage et nous lui témoignons ici, au nom de la Société, notre vive gratitude.

» C'est cette lumière si constante, si calme et si intense, qui permettait de fouiller tous les détails des appareils. C'est elle qui éclaire à l'entresol les beaux appareils employés par le capitaine Defforges pour la mesure de l'intensité de la pesanteur et, à côté, cette nombreuse collection d'instruments, signée par modestie apparemment, car tout le monde y mettait sans hésiter le nom de Carpentier. Vis-à-vis, la lumière se réfléchissait éblouissante dans le nouveau bain pelliculaire de mercure de M. Périgaud, et tout auprès se trouvaient les photographies de nuages au pic du Midi de M. Janssen et la Carte du ciel de MM. Henry pour la région nouvellement explorée des Pléiades.

» Si, de là, on passait à la grande salle et à la salle voisine, les appareils se pressaient serrés les uns près des autres. C'était l'appareil de M. Negreano pour déterminer le pouvoir inducteur des liquides, puis les appareils enregistreurs de MM. Richard, les ampères-étalons de M. Pellat. Partout on

saluait un nom connu, Ducretet, Radiguet, Lutz, Nodot, Trouvé, Bourbouze, Demichel, Dumoulin-Froment, Laurent.

» On voudrait s'arrêter longuement, mais il faut se hâter; il y a encore une salle en bas, celle où nous sommes, et ce n'était pas la plus mal partagée. C'est ici même que l'on trouvait l'exposition de M. Pellin. On y pouvait voir l'expérience des trois miroirs de Fresnel exécutée sous la direction de M. Mascart, le grand appareil d'interférence et le nouveau photomètre de M. Mascart. Au milieu de la salle, M. Ledeboer montrait ses belles expériences sur le magnétisme.

» Messieurs, il serait impossible de tout dire, mais il y aurait injustice à passer sous silence l'appareil de mesure de M. Louis Le Chatelier, les collimateurs de M. Picart, l'éolypile du Dr Paquelin, le bateau sous-marin du capitaine Krebs, les télémètres Nachet, l'appareil télégraphique, œuvre posthume de M. Mayer, et les appareils ingénieux de MM. R. Arnoux, Giroux, Minet, Delaurier, les piles de M. Crosse et du Dr O'Keenan, ainsi que l'ophtalmomètre de MM. Leroy et Dubois que nous allons mieux connaître tout à l'heure.

» Nous avons à adresser les plus vifs remerciements aux exposants pour l'entrain avec lequel ils ont répondu à notre appel. Il a fallu, en effet, toute leur bonne volonté pour être prêts à l'heure voulue.

» L'année dernière, la séance avait été reportée à la Pentecôte et cette année-ci, à cause de la difficulté d'obtenir les permis de voyage pour nos collègues des départements, ce n'est que quelques jours avant la séance que le Conseil a décidé, par un vote assez disputé d'ailleurs, que la séance annuelle aurait lieu à Pâques. Il a donc fallu redoubler d'efforts. C'est au zèle infatigable, à l'énergie de notre secrétaire général que nous devons d'être venus à bout d'obtenir l'assentiment et le concours des exposants, d'avoir réuni toutes les activités et d'être arrivé au jour fixé sans qu'on ait pu soupçonner la hâte avec laquelle tout avait dû être conduit.

» Le grand coupable de cette décision, celui qui avait entraîné le vote du Conseil, je vous le dénonce, Messieurs : c'est M. Mascart. Aussi l'avons-nous sommé de réparer le mauvais tour qu'il nous avait joué en faisant une petite conférence, pour terminer la soirée, sur une question qu'il avait récemment étudiée, sur les dangers d'incendie par l'éclairage électrique. On veut éclairer tous les théâtres par l'électricité, c'est donc une question à l'ordre du jour. Je dirais une question brûlante, s'il s'agissait d'autre chose. Ceux d'entre vous qui étaient présents à cette leçon, faite avec tant de charme d'esprit et de simplicité, pourront témoigner combien cette innovation a été bien inspirée et quel franc succès a remporté notre futur président.

» Ainsi s'est terminée très heureusement notre exposition annuelle.

» La foule s'est écoulée enchantée de ce qu'elle avait vu, de ce qu'elle avait entendu, et, Messieurs, j'imagine que plus d'un s'est dit en sortant : « Voilà une Société qui se porte bien. »

M. le Président annonce à la Société la perte qu'elle vient de faire dans la personne de M. le Dr Sigismond de Wroblewski, professeur de Physique à l'Université de Cracovie. M. de Wroblewski était un savant d'une grande fécondité et ses publications se succédaient rapidement. En 1879, il publiait un travail sur l'absorption des gaz; en 1882, sur la diffusion des liquides et sur la solubilité de l'acide carbonique; en 1884, sur la densité de l'oxygène liquide; en 1885, sur la liquéfaction des gaz; en 1886, sur la résistance électrique aux basses températures; en 1887, sur les états liquides et gazeux. La Société s'associe au deuil des amis d'un savant aussi actif et aussi distingué.

M. Gernez fait connaître à la Société un dispositif qu'il a imaginé pour montrer que les forces élastiques des vapeurs émises par le même corps à l'état liquide ou à l'état solide (en surfusion) ne sont pas les mêmes. C'est un tube en U retourné dont les deux extrémités sont fermées et qui contient dans l'une des branches une couche de la substance à l'état liquide et dans l'autre une épaisseur égale de la substance solidifiée. Un tube soudé à la partie coudée du tube permet d'introduire le liquide et de faire le vide. En maintenant l'appareil dans un récipient à température constante, il y a distillation de l'une des branches vers l'autre. Si l'on opère, par exemple, sur l'acide acétique cristallisable, dont le point de fusion est 17°,4, maintenu à la température de 11°, le niveau baisse dans la branche liquide. L'appareil ne peut pas se prêter à des mesures, car l'augmentation de la couche solide n'est pas uniforme. La condensation se fait sur les cristaux, qui s'allongent le long du tube et montent peu à peu au point de gagner graduellement l'autre branche, où ils arrivent enfin jusqu'à la couche liquide dont la solidification immédiate met fin à l'expérience.

M. Gernez indique aussi les résultats des expériences qu'il a réalisées sur les solutions d'acide tartrique additionnées de tungstate de soude et de tungstate de potasse par des procédés identiques à ceux qu'il a indiqués antérieurement dans ses études sur l'action des molybdates alcalins sur l'acide tartrique. Voici quels sont les résultats de ces nouvelles expériences : si l'on ajoute à $1^{éq}$ d'acide tartrique des quantités de tungstate neutre de soude graduellement croissantes, en opérant sur des solutions aqueuses de volume constant, on reconnaît que le pouvoir rotatoire augmente de quantités égales pour des additions égales et qu'on arrive à un maximum dont la grandeur est vingt fois celle du pouvoir rotatoire de l'acide tartrique lorsqu'on a employé rigoureusement $2^{éq}$ de tungstate de soude. A partir de cette quantité et pour des additions ultérieures jusqu'à $17^{éq}$, le pouvoir rotatoire diminue régulièrement. Le maximum correspond donc à une combinaison de $1^{éq}$ d'acide tartrique avec $2^{éq}$ de tungstate neutre de soude. Cette combinaison n'aurait pas la stabilité que l'auteur a rencontrée dans la combinaison avec le molybdate de soude qui correspond à un pouvoir rotatoire maximum.

Le tungstate de potasse donne lieu à des observations analogues : ajouté à l'acide tartrique, il donne des liquides dont les pouvoirs rotatoires vont

en augmentant jusqu'à un maximum qui correspond à l'union de $1^{éq}$ d'acide tartrique et $2^{éq}$ de tungstate neutre de potasse; seulement, la valeur du maximum est un peu plus grande que dans le cas du sel de soude, elle est vingt-trois fois et demie plus grande que celle de la rotation exercée par l'acide tartrique seul.

M. Bouty communique les résultats de ses recherches sur la conductibilité électrique de l'acide azotique et des azotates alcalins en dissolution dans l'acide azotique fumant.

A l'aide d'un petit appareil, très habilement construit par M. Alvergniat, il a pu vaincre les principales difficultés résultant de la nature très corrosive des liquides employés, de leur odeur insupportable et de leur avidité pour l'eau. Cet appareil, tout en verre, consiste en une petite éprouvette qui reçoit le liquide à étudier, et sur laquelle tout le dispositif de mesure de la résistance électrique se fixe d'un seul coup en la bouchant hermétiquement.

Le principal résultat des nouvelles expériences de M. Bouty a été d'étendre aux dissolutions des azotates alcalins dans l'acide azotique fumant la loi des conductibilités moléculaires, qui jusqu'ici était restreinte aux dissolutions des sels neutres dans l'eau. Si à un acide azotique donné on ajoute, en très petite quantité, des poids équivalents d'azotates d'ammoniaque, de potasse, de rubidium ou de thallium, on obtient des accroissements de conductibilité égaux au centième près, bien que les poids équivalents aient varié plus que du simple au triple. La conductibilité moléculaire ainsi calculée à 0° est d'autant plus grande que le dissolvant acide est plus concentré. Dans $AzO^5HO + 0,140HO$, elle est les 0,785 de la conductibilité moléculaire limite des mêmes sels en dissolution aqueuse; dans AzO^5HO parfaitement pur elle serait encore plus grande.

L'azotate de soude, anormal en dissolution aqueuse, l'est aussi en dissolution nitrique. Il faut noter que ce sel est extrêmement peu soluble dans l'acide azotique, et que, d'après M. Ditte, auquel on doit une étude chimique approfondie des dissolutions nitriques de nitrates, l'azotate de soude ne forme pas avec l'acide azotique de combinaisons définies, contrairement à ce qui arrive pour les azotates d'ammoniaque, de potasse, de rubidium et de thallium.

L'addition de petites quantités d'eau à l'acide azotique le plus concentré possible accroît sa conductibilité proportionnellement au poids d'eau ajouté. On trouve, par extrapolation, que la conductibilité de l'acide azotique exactement monohydraté doit être très faible; mais ce corps paraît susceptible de former aux dépens de tous les corps qu'il dissout des composés électrolytiques bons conducteurs, de sorte qu'il est à peu près impossible de fixer sa vraie conductibilité par une expérience directe.

L'étude combinée de la conductibilité des divers acides azotiques hydratés et de la polarisation d'électrodes de platine plongées dans ces acides semble établir trois phases bien distinctes dans les propriétés électrolytiques de l'acide azotique, suivant la quantité d'eau à laquelle il est uni.

1° De AzO^5HO à $AzO^5,4HO$. *Phase de production d'un composé élec-*

trolytique. — La conductibilité spécifique est à peu près proportionnelle à l'eau en excès par rapport à AzO^5HO. La polarisation est comprise entre $0^{volt},05$ et $0^{volt},2$.

2° De $AzO^5,4HO$ au liquide de conductibilité maximum (voisin de $AzO^5 + 16HO$). *Phase de dissociation.* — La conductibilité spécifique croît d'une manière beaucoup plus lente. La polarisation est de $0^{volt},6$ à $0^{volt},8$.

3° Du liquide de conductibilité maximum, ou un peu au delà, jusqu'aux dissolutions les plus étendues. *Phase de dilution.* — La conductibilité spécifique décroît jusqu'à zéro. La conductibilité moléculaire de AzO^5 croît rapidement d'abord, puis très lentement. La polarisation est de $1^{volt},6$ à $1^{volt},8$.

Les limites de ces trois phases correspondent à peu près à celles de l'action du bioxyde d'azote sur l'acide azotique de diverses concentrations.

De l'ensemble de ces résultats on peut conclure avec certitude que l'électrolyte contenu dans les liqueurs concentrées (1re phase) diffère essentiellement de l'électrolyte des liqueurs étendues (3e phase).

Tandis que les azotates alcalins ont presque la même conductibilité moléculaire en dissolution aqueuse ou nitrique, l'acide azotique est 73 fois plus actif pour rendre conducteur un certain volume d'eau v que l'eau pour rendre conducteur le même volume v d'acide azotique monohydraté.

M. Leroy présente, en son nom et au nom de M. R. Dubois, un nouvel ophtalmomètre pratique construit par M. Lütz.

Recherches sur l'application du pouvoir rotatoire à l'étude des composés formés par l'action des tungstates de soude et de potasse; par M. D. Gernez.

J'ai fait connaître antérieurement (¹) le changement considérable que produit sur le pouvoir rotatoire de certains composés actifs l'addition d'un grand nombre de substances inactives de fonctions chimiques diverses. L'examen optique des solutions des corps réagissants est particulièrement propre à l'étude des actions qui peuvent se produire, puisqu'il permet de suivre les phases qu'elles présentent et l'effet final obtenu sans leur faire subir aucune modification. De plus, pour les cas où le pouvoir rotatoire

---

(¹) *Séances de la Société de Physique*, année 1887, p. 204.

devient beaucoup plus grand, l'interprétation des phénomènes peut être relativement facile, puisque l'action propre de la partie non combinée de la substance active est une fraction très faible du pouvoir rotatoire observé. C'est ce qui arrive, comme je l'ai établi, pour les combinaisons formées avec l'acide tartrique et les molybdates de soude et d'ammoniaque. Nous allons montrer que l'étude du pouvoir rotatoire des solutions d'acide tartrique droit additionnées de quantités variables des tungstates neutres de soude et de potasse conduit à admettre de même l'existence, au sein du liquide, de combinaisons effectuées entre des nombres simples d'équivalents des substances réagissantes.

1° *Action du tungstate neutre de soude sur les solutions d'acide tartrique.* — Le tungstate de soude $NaOTuO^3, 2HO$ est un sel facile à purifier et très soluble dans l'eau. Il est donc possible de réaliser des expériences dans lesquelles on mettra en contact avec l'acide tartrique des quantités de ce sel variant depuis une fraction minime d'équivalent jusqu'à un nombre d'équivalents assez grand pour qu'on puisse suivre largement la marche du phénomène, les deux substances étant dissoutes dans un volume d'eau choisi de telle façon que les rotations aient la grandeur qui convient aux mesures précises.

Dans chaque expérience, j'ai employé un poids constant, $1^{gr},250$, d'acide tartrique; j'y ai ajouté des poids de tungstate neutre de soude graduellement croissants et représentant depuis $\frac{1}{48}$ d'équivalent jusqu'à 17 équivalents de ce sel, avec la quantité d'eau nécessaire pour amener le volume total à 50^{cc}, mesuré à une température de 16°, qui fut maintenue uniforme dans toutes les expériences. Les solutions ont été observées dans un tube de $105^{mm},7$ de longueur et les mesures effectuées, par rapport à la lumière du sodium, avec le polarimètre à pénombres de M. Laurent.

La rotation produite par l'acide tartrique seul était de 0°22'. Les mesures effectuées sur 47 solutions ont donné les nombres compris dans le Tableau suivant :

Quantités de tungstate neutre de soude en grammes.	Équivalents de ce sel pour 1^{gr} d'acide tartrique.	Rotations observées.	Variations de la rotation pour des poids égaux de sel.
		° '	° '
0,029	$\frac{1}{48}$	0.27	0.20
0,057	$\frac{1}{24}$	0.33	0.24
0,115	$\frac{1}{12}$	0.44	0.22
0,172	$\frac{1,5}{12}$	0.53	0.18
0,229	$\frac{2}{12}$	1. 4	0.22
0,344	$\frac{3}{12}$	1.24	0.20
0,458	$\frac{4}{12}$	1.44	0.20
0,573	$\frac{5}{12}$	2. 5	0.21
0,687	$\frac{6}{12}$	2.25	0.20
0,802	$\frac{7}{12}$	2.45	0.20
0,917	$\frac{8}{12}$	3. 5	0.20
1,031	$\frac{9}{12}$	3.25	0.20
1,146	$\frac{10}{12}$	3.43	0.18
1,259	$\frac{11}{12}$	4. 0	0.17
1,375	$\frac{12}{12}$	4.20	0.20
1,490	$\frac{13}{12}$	4.37	0.17
1,604	$\frac{14}{12}$	4.54	0.17
1,719	$\frac{15}{12}$	5.10	0.16
1,833	$\frac{16}{12}$	5.28	0.18
1,948	$\frac{17}{12}$	5.45	0.17
2,063	$\frac{18}{12}$	6. 2	0.17
2,176	$\frac{19}{12}$	6.17	0.15
2,291	$\frac{20}{12}$	6.32	0.15
2,406	$\frac{21}{12}$	6.48	0.16
2,521	$\frac{22}{12}$	6.59	0.11
2,635	$\frac{23}{12}$	7. 9	0.10
2,750	$\frac{24}{12}$	7.20	0.11
2,865	$\frac{25}{12}$	7.18	— 2
2,979	$\frac{26}{12}$	7. 9	— 9
3,095	$\frac{27}{12}$	6.56	— 13
3,438	2,5	6.23	— 11
4,125	3	5.52	— 5
4,813	3,5	5.33	— 3
5,500	4	5.15	— 3
6,875	5	4.55	— 3
8,250	6	4.30	— 4

Quantités de tungstate neutre de soude en grammes.	Équivalents de ce sel pour 1éq d'acide tartrique.	Rotations observées.	Variations de la rotation pour des poids égaux de sel.
		° '	° '
9,625............	7	4.16	—0.2
11,000............	8	4. 4	— 2
12,375............	9	3.49	— 2,5
13,750............	10	3.42	— 1
15,125............	11	3.35	— 1
16,500............	12	3.25	— 1,6
17,875............	13	3.16	— 1,5
19,250............	14	3. 4	— 2
20,625............	15	2.58	— 1
22,000............	16	2.53	— 1
23,375............	17	2.48	— 1

L'inspection de ces nombres conduit aux remarques suivantes : 1° les rotations croissent de quantités égales pour des additions de poids égaux de tungstate neutre de soude jusqu'à ce que ce poids égale 1 équivalent; 2° elles continuent à croître, mais de quantités qui diminuent insensiblement jusqu'à ce que la quantité de sel ajoutée représente 2 équivalents; la rotation atteint alors une valeur maxima; 3° à partir de cette valeur, la rotation diminue régulièrement de quantités de plus en plus petites.

On peut donner de ces résultats l'interprétation suivante : les petites quantités de tungstate de soude ajoutées d'abord à l'acide tartrique se combineraient en totalité avec lui pour donner un composé à équivalents égaux, de pouvoir rotatoire beaucoup plus grand que celui de l'acide, et il en serait ainsi jusqu'à ce que la quantité du sel ajouté fût un équivalent. Pour des quantités plus grandes, le composé se transformerait en un autre formé de 1 équivalent d'acide tartrique et de 2 équivalents de tungstate neutre de soude, composé représenté par la formule

$$C^8H^6O^{12} + 2(NaOTuO^3)$$

et dont la formation complète correspondrait à la rotation maxima observée, laquelle est 22 fois plus grande que celle que produirait l'acide tartrique qu'elle contient. Ce composé se dissocierait peu à peu pour des additions successives de sel.

2° *Action du tungstate neutre de potasse sur les solutions d'acide tartrique.* — En ajoutant à une solution d'acide tartrique des quantités de tungstate de potasse croissant depuis $\frac{1}{48}$ d'équivalent jusqu'à $4^{éq},5$, j'ai obtenu les résultats contenus dans le Tableau suivant et qui représentent les observations faites sur 35 solutions :

Quantités de tungstate neutre de potasse en grammes.	Équivalents de ce sel pour $1^{éq}$ d'acide tartrique.	Rotations observées.	Variations de la rotation pour des poids égaux de sel.
0,028	$\frac{1}{48}$	0°.28′	24′
0,057	$\frac{1}{24}$	0.33	20
0,113	$\frac{1}{12}$	0.45	24
0,226	$\frac{2}{12}$	1. 6	21
0,340	$\frac{3}{12}$	1.28	22
0,453	$\frac{4}{12}$	1.50	22
0,566	$\frac{5}{12}$	2.11	21
0,679	$\frac{6}{12}$	2.31	20
0,792	$\frac{7}{12}$	2.49	18
0,906	$\frac{8}{12}$	3. 9	20
1,019	$\frac{9}{12}$	3.30	21
1,132	$\frac{10}{11}$	3.46	16
1,245	$\frac{11}{12}$	4. 7	21
1,358	$\frac{12}{12} = 1^{éq}$	4.28	21
1,472	$\frac{13}{12}$	4.48	20
1,595	$\frac{14}{12}$	5.11	23
1,708	$\frac{15}{12}$	5.33	22
1,821	$\frac{16}{12}$	5.54	21
1,934	$\frac{17}{12}$	6.16	22
2,048	$\frac{18}{12}$	6.40	24
2,161	$\frac{19}{12}$	7. 4	24
2,274	$\frac{20}{12}$	7.26	22
2,387	$\frac{21}{12}$	7.48	22
2,500	$\frac{22}{12}$	8. 8	20
2,613	$\frac{23}{12}$	8.28	20
2,727	$\frac{24}{12} = 2^{éq}$	8.38	10
2,840	$\frac{25}{12}$	8.38	0
2,953	$\frac{26}{12}$	8.24	—14
3,066	$\frac{27}{12}$	8. 4	—20

Quantités de tungstate neutre de potasse en grammes.	Équivalents de ce sel pour 1éq d'acide tartrique.	Rotations observées.	Variations de la rotation pour des poids égaux de sel.
		° '	'
3,406	$\frac{30}{12} = 2^{éq},5$	7. 8	−17
3,745	$\frac{33}{12} = 2^{éq},75$	6.43	− 8
4,085	$3^{éq}$	6.23	− 6
4,764	$3^{éq},5$	5.48	− 6
5,443	$4^{éq}$	5.34	− 2
6,122	$4^{éq},5$	5.34	0

L'examen de ces nombres montre très nettement : 1° que l'addition de quantités égales de tungstate de potasse augmente de quantités égales la rotation de la solution tartrique jusqu'à ce que l'on ait ajouté 2 équivalents de tungstate de potasse à 1 équivalent d'acide : on observe alors une rotation maxima; 2° pour des additions ultérieures, la rotation diminue régulièrement jusqu'aux limites où l'expérience a pu être portée.

On peut interpréter ces résultats de la manière suivante : le tungstate de potasse ajouté à l'acide tartrique formerait une combinaison représentée par la formule $C^8H^6O^{12}$, $2(KOTuO^3)$, qui correspond à la rotation maxima observée, laquelle est 23 fois plus grande que celle que produirait l'acide tartrique seul. Cette combinaison se dissocierait graduellement au sein du liquide pour des additions de sel de plus en plus grandes.

Il résulte de ces expériences que les tungstates de soude et de potasse forment avec l'acide tartrique des dissolutions au sein desquelles on peut caractériser nettement des combinaisons formées de 1 équivalent d'acide et de 2 équivalents du tungstate. L'étude des phénomènes de saturation de ces sels par l'acide tartrique a jadis conduit M. Lefort [1] à soupçonner l'existence de composés de ce genre qu'il essaya vainement de réaliser à l'état cristallisé.

---

[1] *Annales de Chimie et de Physique*, 5e série, t. IV, p. 109; 1876.

Sur la conductibilité de l'acide azotique et sur une généralisation de la loi des conductibilités moléculaires.

par M. E. Bouty.

1° *Loi des conductibilités moléculaires.* — La loi des conductibilités moléculaires que j'ai établie ([1]) pour les dissolutions très étendues des sels dans l'eau paraît s'appliquer, sous les mêmes réserves, à tous les dissolvants, conducteurs ou non, dans lesquels on introduit des molécules électrolytiques en assez petit nombre pour ne pas altérer sensiblement la densité de ces dissolvants.

L'acide azotique fumant pur, renfermant toujours un très léger excès d'eau, variable avec les conditions de sa préparation, dissout en grande quantité les azotates alcalins. De ces dissolutions concentrées, M. Ditte ([2]) a pu extraire des combinaisons cristallisées correspondant aux formules

$$AzH^4O, AzO^5 + 2(AzO^5, HO),$$
$$KO, AzO^5 + 2(AzO^5, HO),$$
$$2(RbO, AzO^5) + 5(AzO^5, HO),$$
$$TlO, AzO^5 + 3(AzO^5, HO).$$

Au point de vue de leur conductibilité, les dissolutions des azotates alcalins dans l'acide azotique se comportent comme les dissolutions aqueuses de certains sels très solubles, le sulfate de zinc par exemple. La conductibilité de l'acide employé croît d'abord rapidement avec la proportion de sel dissous, atteint un maximum, puis décroît en même temps que la dissolution devient de plus en plus visqueuse.

Je ne m'occuperai que des dissolutions contenant une très petite quantité de sel. Dans des limites assez larges, l'accroissement de conductibilité de l'acide est rigoureusement proportionnel au poids de sel dissous.

([1]) Séances de la *Société de Physique*, année 1886, p. 153.

([2]) Ditte, *Annales de Chimie et de Physique,* 5e série, t. XVIII, p. 320; 1879.

Composition de la liqueur.		Conductibilité à 0° rapportée à celle de la dissolution normale d'acide azotique	Accroissement de conductibilité à 0 rapporté à $1^{éq}$ de sel.
$AzO^5, HO + 0,140HO$ (1) +	0	AzH^4O, AzO^5. 0,06933	»
	0,01642	0,1832	6,94
	0,02503	0,2441	6,98
	0,03385	0,3068	7,01

Des expériences faites avec le même acide et les divers azotates alcalins étudiés par M. Ditte ont donné en moyenne les résultats suivants :

Nature du sel.	Équivalent.	Accroissement de conductibilité à 0° rapporté à $1^{éq}$ de sel.
AzH^4O, AzO^5	80	6,990
KO, AzO^5	101	6,924
RbO, AzO^5	147,36	7,035
TlO, AzO^5	266	6,871
Moyenne		6,955

Ces dissolutions obéissent donc à la loi des conductibilités moléculaires. Les composés qui existent dans la liqueur à cet état de dilution (au plus $\frac{1}{30}$ d'équivalent de sel par équivalent d'acide) correspondent à un même nombre de molécules électrolytiques par équivalent de sel alcalin. Je les comparerais volontiers à des hydrates (2).

L'azotate de soude ne se dissout qu'en très petite quantité dans l'acide azotique fumant *et ne forme pas avec lui de composé défini* (1). Ses dissolutions ne sont donc pas comparables à celles des autres azotates alcalins. Or ce sel, dont les dissolutions aqueuses sont anomales, est aussi anomal en dissolution nitrique, c'est-à-dire fournit des dissolutions un peu moins conductrices

(1) Dosé par la méthode alcalimétrique, en prenant pour terme de comparaison un acide sulfurique dosé par M. Joly.

(2) Ainsi, dans les dissolutions aqueuses très étendues, le sulfate de zinc, le sulfate de cuivre, etc., ont des conductibilités moléculaires identiques, malgré la différence de composition de leurs hydrates ($CuO, SO^3 + 5HO$; $ZnO, SO^3 + 7HO$).

(3) Ditte, *loc. cit.*

que les azotates précédents. Au lieu de 6,955, j'ai trouvé, pour l'accroissement de conductibilité rapporté à $1^{éq}$, 6,068. Il y a là une confirmation curieuse des vues que j'ai émises antérieurement sur la constitution des dissolutions anomales.

L'unité de conductibilité employée dans ce qui précède est celle de la dissolution normale d'acide azotique à $1^{éq}$ par litre (résistance spécifique à $0° = 4^{ohms},59$). Pour comparer les conductibilités moléculaires des azotates, en dissolution nitrique à celle des sels dissous dans l'eau, il suffit de savoir que l'acide employé a pour densité, à 0°, $D = 1,532$, c'est-à-dire contient par litre $23^{éq},804$ d'acide $AzO^5HO + 0,140HO$. Les conductibilités moléculaires des azotates alcalins, rapportées non plus à $1^{éq}$ de sel par équivalent d'acide, mais à $1^{éq}$ de sel par litre, ont donc pour valeur moyenne

$$\frac{6,955}{23,804}\,\frac{1}{4,59} = \frac{1}{15,73},$$

c'est-à-dire que la résistance moléculaire limite de ces azotates est de $15^{ohms},73$. Rappelons que la résistance spécifique de la dissolution normale de chlorure de potassium dans l'eau est de $15^{ohms},415$, et la résistance moléculaire limite des sels normaux en dissolution dans l'eau, $12^{ohms},332$. L'ordre de grandeur de ces résistances moléculaires est donc le même, malgré la diversité des dissolvants.

Ajoutons que la résistance moléculaire des azotates dissous dans l'acide azotique croît très rapidement quand on ajoute de petites quantités d'eau à l'acide. Dans l'acide exactement monohydraté, elle serait inférieure à $15^{ohms},72$ et peut-être même à la résistance moléculaire limite des dissolutions salines aqueuses.

2° *Conductibilité de l'acide azotique concentré.* — **1.** Nous venons de montrer que l'addition de très faibles quantités d'azotates alcalins à l'acide azotique fumant augmente la conductibilité de cet acide dans des proportions considérables. Ainsi il suffit de $0^{éq},01$ de sel par équivalent d'acide pour doubler la conductibilité de

$$AzO^5HO + 0,140HO.$$

L'addition d'eau à l'acide azotique fumant produit aussi, dès

l'abord, une augmentation de conductibilité presque proportionnelle à la quantité d'eau ajoutée; cette proportionnalité approchée se maintient même beaucoup plus loin qu'avec les azotates (jusque vers $AzO^5, 4HO$).

Dans le Tableau suivant, les conductibilités, mesurées à 0°, sont rapportées à celle de la dissolution normale d'acide azotique de $1^{éq}$ par litre (résistance spécifique à 0°, $4^{ohms},59$):

	Excès d'eau.	Conductibilité à 0°.	
	0,152 HO	0,0737	
	0,224	0,1026	
	0,350	0,1448	
	0,543	0,2209	Accroissement moyen
	0,905	0,3827	pour HO,
	1,810	0,8107	0,456
	2,055	1,038	
	2,634	1,287	
	2,957	1,492	
AzO^5HO +	3,434	1,566	
	3,975	1,662	Accroissement moyen
	4,955	1,831	pour HO,
	5,588	1,919	0,147
	6,555	2,581	
	11,000	2,679	
	15,000	2,709	
	18,754	2,601	
	33,37	2,192	
	53,11	1,690	
	107,06 ($1^{éq}$ par litre) (1)	1,0000	

Si l'on compare les accroissements de conductibilité de l'acide fumant produits par les sels (6,955 par équivalent) et par l'eau (0,456 par équivalent), on voit que l'eau est moins active que les sels dans le rapport de 1 à 15,25. On trouverait un rapport encore plus faible, si l'on pouvait partir de l'acide azotique exactement monohydraté. N'est-on pas autorisé à conclure de là que l'électrolyte produit par les premières additions d'eau contient un nombre

(1) Pour les liqueurs plus étendues, voir *Comptes rendus*, t. CIV, p. 1611.

assez considérable d'équivalents d'eau ([1]) par molécule électrolytique?

2. L'addition, en petite quantité, de déshydratants comme l'acide sulfurique concentré ou l'acide phosphorique anhydre accroît la conductibilité de l'acide azotique fumant, vraisemblablement par la formation de composés électrolytiques d'acides sulfurique ou phosphorique et d'acide azotique.

Il est donc très difficile de dire quelque chose de précis sur la conductibilité de AzO^5HO concentré et pur. Celui que l'on prépare à chaud dans des vases de verre, en présence d'azotates alcalins, ne peut manquer d'en dissoudre des traces ([2]) ou d'emprunter de la soude au verre, ce qui suffirait à altérer fortement sa conductibilité, alors même qu'il n'entraînerait pas d'eau en excès.

Si l'on compare les conductibilités des deux premiers acides hydratés du Tableau, préparés et dosés indépendamment l'un de l'autre ([3]), on trouve par extrapolation la valeur 0,0121 pour la conductibilité de AzO^5HO. C'est un maximum peut-être fort éloigné de la vérité (résistance spécifique minimum, $379^{\text{ohms}},3$); car, si l'on considère l'accroissement moyen de conductibilité dans toute la région de $AzO^5HO + 0{,}152HO$ à $AzO^5, 4HO$, on est conduit à attribuer à AzO^5HO une conductibilité nulle ([4]).

3. Peut-on admettre qu'à tous les états de dilution l'acide azotique contient un même électrolyte?

([1]) Cet électrolyte peut être un composé d'acides monohydraté et quadrihydraté, plus ou moins comparable aux combinaisons d'acide azotique et d'azotates métalliques et, comme elles, dissociable par l'eau. Par exemple, la formule

$$[n AzO^5HO + 5(AzO^5, 4HO)]$$

exigerait l'intervention de $15^{\text{éq}}$ d'eau pour produire la molécule électrolytique primitive.

([2]) L'acide azotique fumant du commerce conduit de 6 à 7 fois mieux que celui que j'ai préparé.

([3]) Paraissent parfaitement exempts d'acide sulfurique. Titrés par comparaison avec un acide sulfurique dosé par M. Joly.

([4]) M. F. Kohlrausch (*Pogg. Ann.*, t. CLIX, 1879) avait déjà annoncé que la conductibilité de AzO^5HO devait être très faible.

Si l'on veut identifier la molécule électrolytique de l'acide azotique concentré à celle des sels neutres en dissolution nitrique, on est conduit à admettre qu'elle contient au moins $15^{éq}$ d'eau *pour un nombre indéterminé, mais au moins égal à* 1, *d'équivalents d'acide azotique monohydraté*. La même identification, pour l'acide et les sels neutres en dissolution aqueuse très étendue, *exige qu'elle ne contienne à zéro que* $\frac{1}{3,748}$ *d'équivalent d'acide* pour un nombre indéterminé d'équivalents d'eau. Ces deux identifications sont incompatibles avec l'hypothèse de l'invariabilité de la molécule électrolytique d'acide azotique ([1]).

L'étude de la polarisation d'électrodes de platine dans l'acide azotique, rapprochée de la mesure des conductibilités, semble déterminer trois phases bien distinctes dans l'électrolyse de l'acide azotique de diverses concentrations :

1° De AzO^5HO à $AzO^5,4HO$ environ (*phase de création de l'électrolyte*). — Polarisation de $0^v,05$ à $0^v,2$. Accroissement moyen de conductibilité par addition de $HO = 0,456$. L'acide hypoazotique est le principal produit de l'électrolyse au pôle négatif.

2° De $AzO^5,4HO$ environ, jusqu'au maximum ou un peu au delà (*phase de dissociation*). — Polarisation de $0^v,6$ à $1^v,9$. On recueille au pôle négatif des mélanges plus ou moins complexes dont l'acide azoteux est un élément.

3° Du maximum ou un peu au delà jusqu'aux dissolutions les plus étendues (*phase de dilution*). — Polarisation de $1^v,6$ à $1^v,8$. On ne recueille au pôle négatif que de l'hydrogène.

Ces phases correspondent aux divers modes d'action du bioxyde d'azote sur l'acide azotique, suivant la concentration de ce dernier.

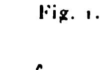
([1]) L'acide azotique est 73 fois plus actif pour accroître la conductibilité d'un certain volume d'eau que l'eau pour accroître la conductibilité d'un même volume d'acide azotique. Au contraire, les azotates alcalins ont presque la même efficacité pour rendre conducteurs l'eau ou l'acide azotique.

Un nouvel ophtalmomètre pratique;

par MM. C.-J.-A. Leroy et R. Dubois.

Devant l'objectif d'une lunette montée sur un pied, se trouve une boîte cubique contenant deux plaques de verre épaisses, à faces planes et parallèles. Les deux plaques sont mobiles isolément autour d'un axe commun et chacune d'elles couvre une moitié de l'objectif. En les inclinant l'une sur l'autre, on dédouble l'image d'un point en deux images situées sur la normale à l'axe de rotation et distantes d'une quantité $2i$, qui est nulle lorsque les plaques sont au parallélisme et qui augmente à mesure que leur angle mutuel augmente.

Fig. 1.



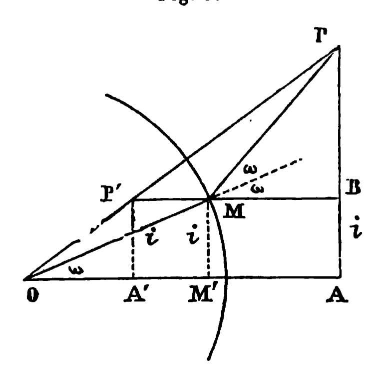

Supposons qu'on ait réglé ces plaques pour un dédoublement de $2^{mm},25$, ce qui est très facile avec un micromètre photographique.

Au corps de la lunette est fixée une règle divisée, normale à l'axe optique et à l'axe de rotation des plaques : deux lampes ou deux repères mobiles le long de cette règle représenteront les extrémités d'un objet O dont l'image sera réfléchie par la surface courbe. Supposons deux lampes : on en verra quatre images dans la lunette, si l'on déplace l'une des lampes jusqu'à ce que les images moyennes se superposent ; à ce moment, la distance des deux images réfléchies telles qu'elles seraient vues si le dédoublement était nul sera égale à $2^{mm},25$. Si l'on mesure la distance O des lampes sur la règle et si l'on connaît la distance *d* qui sépare l'objet de son image, on a les éléments nécessaires pour calculer le rayon de courbure *r*.

Mais la formule élémentaire des miroirs est insuffisante ; si l'on se propose de déterminer la valeur de O qui correspond à une image de $2^{mm},25$ pour une surface sphérique de $7^{mm},7$ de rayon, la distance *d* étant de 340^{mm}, cette formule entraîne une erreur relative de $\frac{1}{35}$; pour obtenir une précision plus grande, il faut tenir compte de l'angle d'ouverture de la partie utilisée du miroir *o*, *i* et *r*.

Soient OA (*fig.* 2) l'axe optique de la lunette ; O le centre de

Fig. 2.



la cornée sphérique, AP la règle normale à OA, et P la flamme de la lampe. Son image sera en P′ sur OP. La droite P′B, parallèle à OA, se trouvant, après avoir traversé la plaque, en coïncidence avec OA, est distante de OA de la quantité *i*.

Soit M le point où P′B coupe la sphère réfléchissante. Menons la normale OM ; elle divise l'angle PMB du rayon incident PM et

réfléchi MB en deux parties égales à ω, angle que fait OM avec OA.

Le triangle rectangle PMB donne la relation

$$o - i = \text{MB} \operatorname{tang} 2\omega$$

dans laquelle o désigne la longueur AP et i la longueur BA, qui est égale à MM′ et à P′A′.

Désignons par d la distance P′B de l'image à la règle; les triangles semblables PP′B et POA donnent

$$\text{OA} = d \frac{o}{o - i};$$

or

$$\text{OA} = \text{OM}' + \text{M}'\text{A} = r \cos\omega + \text{MB};$$

en éliminant MB et OA, il vient

$$o - i = \left(d \frac{o}{o - i} - r \cos\omega \right) \operatorname{tang} 2\omega.$$

D'autre part, le triangle rectangle MOM′ donne

$$(1) \qquad \sin\omega = \frac{i}{r}.$$

En tenant compte de cette dernière équation, la relation qui précède peut se mettre sous la forme

$$o = d \operatorname{tang} 2\omega \frac{1 - \frac{i \operatorname{tang}\omega}{d}}{1 - \frac{i^2}{o^2 \cos 2\omega}}.$$

En négligeant $\frac{i^2}{o^2 \cos 2\omega}$ et $\frac{i \operatorname{tang}\omega}{d}$, il vient finalement

$$(2) \qquad o = d \operatorname{tang} 2\omega.$$

Les formules (1) et (2) permettront de calculer soit r, soit o, soit d, en fonction des deux autres de ces trois quantités.

Elles donnent un résultat exact à moins de $\frac{1}{2700}$.

La distance d est une constante instrumentale fixe à 340^{mm}; mais la mise au point comporte un écart de 2^{mm} au plus : de là vient la cause d'erreur de beaucoup la plus forte. Elle définit la précision de l'instrument, qui est ainsi de $\frac{1}{170}$; on pourrait quadrupler au moins cette précision en mettant un réticule à l'oculaire.

La lunette tourne dans un collier entraînant la règle et la boîte cubique; une aiguille se meut devant un cercle divisé fixe pour indiquer le méridien dans lequel on opère; un système de visées extérieures à la lunette facilite la mise au point suivant un procédé analogue à celui qu'on emploie avec les télescopes.

Grâce à la possibilité de varier à volonté le dédoublement $2i$, l'instrument se prête à la mesure des courbures les plus variées, cornées de cheval, cornées d'oiseaux, courbures des ménisques capillaires, etc.

SÉANCE DU 4 MAI 1888.

PRÉSIDENCE DE M. DE ROMILLY.

La séance est ouverte à 8 heures et demie.

Le procès-verbal de la séance du 20 avril est lu et adopté.

Sont élus Membres de la Société :

MM. Bassot, Commandant du Génie, chef de la Section de Géodésie au Dépôt de la Guerre.
Beaulard (Fernand), Professeur au Lycée d'Aix.
Cance, Ingénieur-Électricien, à Paris.
Chabry (Dr), Directeur adjoint du Laboratoire zoologique de Concarneau.
Eiffel, Ingénieur-Constructeur, à Paris.
Peuchot, Ingénieur-Opticien, à Paris.

M. le Secrétaire général signale le don que M. E. Mallard vient de faire à la Bibliothèque de la Société de son *Traité de Cristallographie mathématique et physique* (2 vol. in-8° avec atlas).

M. le capitaine Uchard met sous les yeux de la Société des empreintes de balles en plomb dans une plaque d'acier.

Lorsqu'une balle frappe une plaque d'acier, si cette plaque est assez mince (4^{mm} à 5^{mm}) et la balle animée d'une vitesse suffisante (400^{m} par seconde pour une balle de 25^{gr} par centimètre carré de section), la plaque est percée. La balle enlève un disque de métal d'un diamètre très supérieur au sien. Du côté de l'entrée, le métal est plus ou moins enfoncé, et les bords du trou sont très nets; du côté de la sortie, le diamètre du trou est beaucoup plus grand, en sorte que le trou a la forme d'un tronc de cône très aplati dont le sommet serait à quelques millimètres en avant de la face d'entrée.

Si la plaque est assez épaisse pour n'être pas percée, la balle produit une déformation plus ou moins profonde dont la forme, à peu près ronde.

n'a en général aucune régularité. Les bords de la partie touchée sont refoulés latéralement et forment un léger bourrelet en saillie sur la face touchée.

Dans tous les cas, la balle est aplatie au point que le culot est en quelque sorte plaqué contre la pointe et forme un disque dont les bords sont déchiquetés : les deux tiers au moins du plomb ont disparu, pulvérisés ou volatilisés par le choc.

Si, dans les mêmes conditions, on frappe normalement une plaque en acier poli, à grain très fin, et d'une épaisseur de 25^{mm} à 30^{mm} au moins, la balle, bien que détruite par le choc, s'imprime dans le métal avec une netteté telle que, si l'on grave une figure en creux ou en relief sur sa pointe, on retrouve dans la plaque d'acier la contre-empreinte de la figure gravée sur la pointe de la balle.

Ayant imprimé sur la pointe de balles des chiffres en creux (1^{mm} environ de profondeur), ces chiffres se sont imprimés en relief au fond des empreintes laissées par les balles sur la plaque d'acier.

Ces balles en plomb se sont donc comportées vis-à-vis de l'acier comme un poinçon de graveur vis-à-vis du métal malléable d'une médaille; mais, tandis que le poinçon d'acier ne subit aucune déformation, la balle en plomb, au contraire, est pulvérisée par l'effort même qui la fait pénétrer dans l'acier.

On doit faire remarquer, en terminant, que, si le grain de l'acier n'est pas très fin, sa surface bien polie, exempte de graisse, et si la balle ne frappe pas bien normalement, on n'obtient qu'une empreinte absolument confuse et informe.

M. Janssen rend compte des expériences qu'il a instituées à l'observatoire de Meudon pour l'étude du spectre d'absorption de l'oxygène.

Ce gaz est renfermé dans un tube de 60^{m} de longueur, pouvant supporter une pression de 200^{atm} et éclairé à l'une de ses extrémités par une lampe Drummond de disposition spéciale.

A 2^{atm}, apparaît la bande sombre résoluble qui coïncide avec la raie A du spectre solaire.

A 6^{atm}, on voit naître dans tout le spectre des bandes nombreuses qui ne semblent pas devoir se résoudre en raies fines. Comme on ne les observe pas dans le spectre solaire, bien que l'oxygène atmosphérique soit équivalent, comme masse, à une colonne d'oxygène de 266^{m} de hauteur à 6^{atm}, il y avait lieu de rechercher si elles n'étaient pas dues à quelque impureté; or, de l'oxygène préparé par des procédés divers, ou de l'oxygène qu'on a fait circuler plusieurs fois à dessein dans la pompe de compression, a toujours montré ces bandes, et toujours avec la même intensité. Les principales de ces bandes sont caractérisées par les longueurs d'onde qui suivent :

$\overset{\mu}{0},632$	à	$\overset{\mu}{0},622$
580		572
482		478

L'étude de l'influence de la pression a fait connaître la raison de leur absence dans le spectre solaire : si l'on cherche à quelles pressions apparaît la plus forte de ces bandes (celle du jaune naissant) dans des tubes de différentes longueurs, on trouve, pour les longueurs inscrites dans la première colonne du Tableau ci-dessous, les pressions inscrites dans la deuxième colonne;

Épaisseur traversée.	Pression observée.	Pression calculée par la formule $e\delta$ = const.	Pression calculée par la formule $e\delta^2$ = const.
m	atm		
60	6	6	6
20	10 à 12	18	10,4
5	23	72	20,7
1,47	38	240	38,3
0,75	50 à 55	480	53,6
0,42	70 à 75	858	71,7

Si l'on fait le produit de l'épaisseur traversée par le carré de la pression, on trouve un nombre sensiblement constant; c'est ce que montrent bien les nombres de la quatrième colonne où l'on a inscrit les pressions calculées d'après cette loi, tandis que la troisième colonne renferme les pressions calculées par la condition d'une masse traversée constante.

Le gaz oxygène donne donc deux systèmes spectraux distincts : un premier système, constitué par des raies fines, obéit à la loi du produit de l'épaisseur par la densité; un second système, formé par des bandes estompées difficilement résolubles, est régi par la loi du produit de l'épaisseur par le carré de la densité.

Si l'on calcule maintenant l'action de l'oxygène atmosphérique en tenant compte de cette dernière loi et de la relation qui lie la pression à l'altitude, on trouve que cet oxygène n'est équivalent, au zénith, qu'à une colonne de 172^{m} à 1^{atm} de pression, tandis qu'il en faudrait $60 \times 36 = 2160$ pour faire apparaître nettement la bande du jaune.

A l'horizon, cette bande s'observe, car l'épaisseur est alors quatre fois plus grande qu'il n'est nécessaire, et la hauteur pour laquelle elle disparaît satisfait assez bien à la loi énoncée; toutefois, l'oxygène atmosphérique paraît avoir un pouvoir absorbant un peu plus faible que celui qu'on a constaté par l'expérience; cette différence est peut-être liée à la présence encore hypothétique de l'oxygène libre dans le Soleil.

Ces faits permettent de conclure que la loi du carré de la densité se trouve vérifiée jusqu'aux plus basses pressions.

D'autre part, M. Olszewski a retrouvé récemment, avec une couche d'oxygène liquéfié de 7^{mm} d'épaisseur, les bandes d'absorption que donne le Soleil près de l'horizon; or, d'après la loi supposée vraie encore pour le gaz liquéfié, et si l'on admet pour l'oxygène une densité voisine de celle de l'eau, il faut une épaisseur de $4^{mm},5$ pour rendre perceptible la bande la plus forte. Il y a donc là encore une confirmation remarquable de la loi énoncée.

M. Janssen termine en se mettant à la disposition des membres de la Société qui désireraient voir les appareils qu'il a installés en vue de ces recherches.

Les personnes qui voudront répondre à cette invitation seront reçues à l'observatoire de Meudon, le dimanche 20 mai, à l'arrivée du train qui part de la gare Montparnasse à 2h5m de l'après-midi.

M. Leduc rappelle brièvement les phénomènes qui ont fait l'objet de Communications antérieures : augmentation de la résistance électrique du bismuth et déviation des lignes équipotentielles dans un champ magnétique.

La conductibilité calorifique du bismuth subit les mêmes modifications dans les mêmes conditions.

1° La conductibilité calorifique d'un barreau de bismuth diminue d'environ 14 pour 100 dans un champ dont l'intensité est 7800 C.G.S. Or la conductibilité électrique de fils de bismuth préparés comme les fils dont il s'agit diminue en moyenne de 16 pour 100 dans les mêmes conditions.

M. Leduc est porté à croire que cette différence est accidentelle et considère comme identiques les modifications des deux conductibilités.

2° Les lignes isothermes d'un flux de chaleur traversant une lame de bismuth située dans un champ magnétique (normalement aux lignes de force) subissent une déformation et une déviation comparables et probablement identiques à celles que présentent les lignes équipotentielles d'un flux électrique dans les mêmes conditions. Cette déviation peut atteindre environ 3° dans un champ égal à 10000 C.G.S.

M. Leduc fait remarquer que le pouvoir thermo-électrique du bismuth augmente dans le champ magnétique, et qu'il importe par conséquent dans ces expériences que les contacts à bismuth qui servent à l'étude de la distribution des températures soient dans la partie uniforme du champ.

La méthode qu'il a suivie n'est autre que celle de Wiedemann et Franz, à cela près que les éléments thermo-électriques sont formés par le barreau de bismuth lui-même avec des fils de platine qui y sont insérés à égales distances les uns des autres.

Conductibilité calorifique du bismuth dans un champ magnétique; par M. Leduc.

Dès le début de mes expériences sur le phénomène de Hall et sur la variation de la résistance électrique des métaux et particulièrement du bismuth dans un champ magnétique, j'ai considéré ces phénomènes comme dus à une certaine hétérotropie que prendrait le métal dans le champ. S'il en est ainsi, on doit s'attendre à

trouver des changements analogues dans la conductibilité calorifique.

C'est bien ce que j'ai pu vérifier au mois d'avril 1887.

Je vais exposer sommairement les résultats que j'ai obtenus, bien que je ne les considère pas comme définitifs.

1° *Variation de la conductibilité d'un barreau de bismuth.* — Le bismuth est, comme on le sait, un métal fort peu conducteur; la chute de température le long d'un barreau de ce métal est très rapide. Aussi ne commet-on pas une erreur bien considérable en admettant qu'un barreau de 7^{mm} à 8^{mm} de diamètre et de $0^m,30$ à $0^m,40$ de longueur se comporte comme s'il était indéfini. Nous admettrons donc, pour simplifier, dans ce qui va suivre, que dans un pareil barreau dont l'une des extrémités est portée à 100°, tandis que le reste est en contact avec l'atmosphère, la distribution de la température est suffisamment bien représentée (au moins pour le premier quart du barreau à partir de l'étuve), par la formule bien connue

$$t = \mathrm{A}e^{-ax}.$$

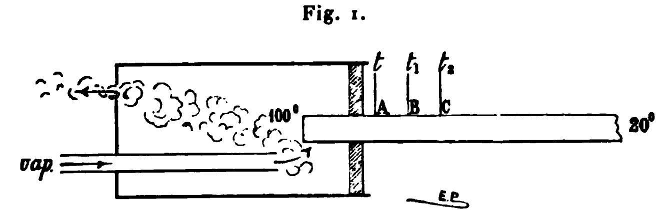
On imagine facilement une disposition qui permette d'étudier la distribution des températures; il suffit d'appliquer la méthode de Despretz avec les perfectionnements de MM. Wiedemann et Franz. Mais il ne faut pas oublier que les expériences doivent être faites dans le champ magnétique, et que celui-ci, pour être puissant, est nécessairement très resserré. C'est pourquoi, après quelques expériences préliminaires faites au moyen de sondes thermo-électriques, je me suis arrêté au procédé suivant.

Le barreau est obtenu en coulant le bismuth fondu dans un tube de verre fermé à l'une de ses extrémités. Trois fils de platine sont insérés dans le verre en trois points équidistants A, B, C (*fig.* 1) et pénètrent à 1^{mm} environ dans l'intérieur du tube. Ils se trouvent ainsi fixés au barreau de bismuth après sa solidification, et n'en altèrent pas sensiblement la conductibilité. Le verre s'est fendillé par suite de l'augmentation de volume du bismuth au moment où il s'est solidifié; je débarrasse de son enveloppe l'extrémité du barreau qui va être introduite dans l'étuve, afin qu'elle prenne

plus aisément la température de celle-ci, et je laisse ordinairement le reste intact.

Le barreau ainsi préparé est introduit dans une étuve à vapeur d'eau bouillante, de manière que le fil A se trouve près de la sortie de l'étuve, et placé entre les surfaces polaires de notre électro-aimant, distantes de $0^m,01$. Le champ est sensiblement uniforme dans toute la région AC. Les trois fils A, B, C sont reliés successivement deux à deux à un galvanomètre de faible résistance, afin de mesurer, par la méthode d'opposition, les différences de potentiel qui s'établissent entre ces points sous l'influence du flux de chaleur.

Fig. 1.



Chacun de ces fils forme, en effet, avec le barreau de bismuth un couple thermo-électrique, et, grâce au pouvoir thermo-électrique considérable du bismuth, la différence de potentiel entre les fils A et B, par exemple, mesurera avec une grande précision (en valeur relative) la différence de température des points A et B du barreau.

Je donnerai, à titre d'exemple, les résultats d'une expérience dans laquelle on avait à peu près $AB = BC = 0^m,02$; le champ M valait environ 7800 C.G.S. (J'ai désigné par t, t_1, t_2 les excès des températures de A, B, C sur la température ambiante, et les différences de température sont exprimées en microvolts.)

	$t - t_1$.	$t_1 - t_2$.
En l'absence du champ	1850	572
Avec le champ	2060	583

On peut remarquer déjà que la chute de température le long du barreau a augmenté sous l'influence du champ. J'ai d'ailleurs constaté directement que la température d'un point quelconque du barreau s'abaisse sous l'action du champ. Tout cela prouve bien que la conductibilité a diminué. Mais on peut aller plus loin :

cette expérience permet de calculer le rapport des conductibilités du métal dans le champ et hors du champ.

En effet, on peut écrire, en vertu des remarques faites plus haut,

$$t_1 = te^{-ax},$$
$$t_2 = te^{-2ax}.$$

Si l'on désigne par x la distance AB, et par a une certaine constante qui varie en raison inverse de la racine carrée de la conductibilité, on en tire

$$ax = \mathrm{L}\,\frac{t-t_1}{t_1-t_2}.$$

On obtient donc deux valeurs différentes de a suivant que l'on excite, ou non, l'électro-aimant, et le rapport des conductibilités est donné par la relation

$$\frac{C'}{C} = \frac{a^2}{a'^2}.$$

Le calcul fait d'après les nombres ci-dessus donne pour le rapport $\frac{C'}{C}$ la valeur 0,86. La conductibilité de notre bismuth a donc diminué de 14 pour 100 dans ce champ.

Or nous avons trouvé antérieurement que la résistance électrique de fils de bismuth préparés comme notre barreau augmente de 18 à 20 pour 100 dans les mêmes conditions, ce qui correspond à une diminution de conductibilité de 16 pour 100 en moyenne. Je suis porté à croire que la divergence de ces résultats (14 et 16 pour 100) est due en partie aux particularités de l'échantillon étudié, et pour le reste aux erreurs commises dans l'expérience actuelle.

Remarque I. — Il est bon d'observer que la différence (t_1-t_2) des températures de deux points B et C dont la distance est donnée (1^{cm} par exemple) peut bien diminuer lorsqu'on excite l'électro-aimant, s'ils sont suffisamment éloignés de l'étuve.

Cherchons, par exemple, à quelle distance x de l'étuve doit se trouver le point B pour que la différence $(t_1 - t_2)$ ne change pas sous l'action du champ (supposé uniforme dès la sortie de l'étuve

dont la température est T). On a

$$t_1 = Te^{-ax}, \qquad t'_1 = Te^{-a'x},$$
$$t_2 = t_1 e^{-a}, \qquad t'_2 = t'_1 e^{-a'}.$$

Or nous voulons que

$$t_1 - t_2 = t'_1 - t'_2,$$

c'est-à-dire

$$e^{-ax}(1 - e^{-a}) = e^{-a'x}(1 - e^{-a'}).$$

On en tire

$$x = \frac{1}{a' - a} \, L \, \frac{1 - e^{-a'}}{1 - e^{-a}}.$$

Pour une valeur de x plus grande, la différence $t_1 - t_2$ diminuera dans le champ magnétique où le coefficient a prend la valeur a'.

Remarque II. — Le pouvoir thermo-électrique du bismuth augmente notablement sous l'influence du champ magnétique, ainsi qu'il résulte notamment d'expériences de M. Grimaldi (¹) et de M. Tomlinson (²). Je l'ai constaté moi-même il y a quelques mois sur un échantillon du bismuth dont je me suis servi. Mais cela n'altère en rien les résultats obtenus par la méthode que je viens d'indiquer; car il n'intervient dans le calcul que les quotients de différences de température mesurées au moyen de mes couples thermo-électriques dans des conditions identiques.

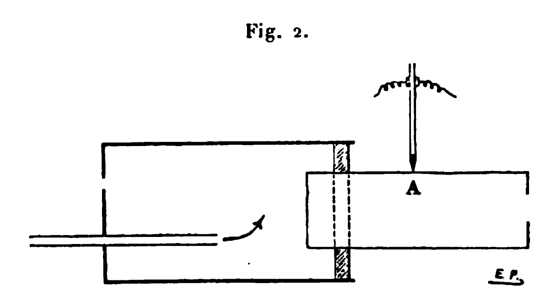
2° *Déviation des lignes isothermes.* — Soit une lame de bismuth de 4^{cm} de largeur, 3^{mm} à 4^{mm} d'épaisseur, et d'une longueur suffisante (20^{cm} par exemple) pour que son extrémité libre soit sensiblement à la température ambiante lorsque l'autre extrémité est portée à 100° dans l'étuve (*fig.* 2).

Plaçons cette lame entre les surfaces polaires de l'électro-aimant, distantes de 5^{mm} par exemple (elle se trouvera normale aux lignes de force), et appliquons en un point A, à quelques centimètres de l'étuve, une sonde thermo-électrique reliée comme précédemment au galvanomètre.

(¹) *Journal de Physique*, 2ᵉ série, t. VI, p. 569.
(²) *Philosophical Magazine*, Vol. XXV, p. 285; 1888.

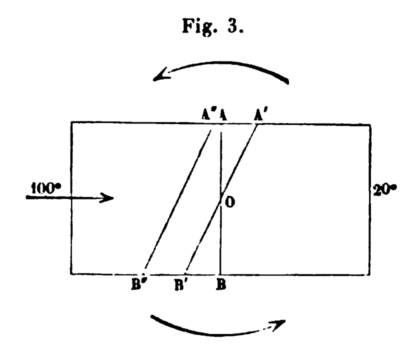
Il est facile de constater que la température du point A est modifiée en général quand on excite l'électro-aimant, et en tous cas lorsqu'on renverse le champ. Voici, à mon sens, comment il faut envisager le phénomène.

Fig. 2.



Représentons par les grandes flèches courbes (*fig.* 3) le sens du courant magnétisant, et supposons, par exemple, la lame placée en avant d'un pôle austral. La ligne isotherme AB est déviée dans le même sens que la ligne équipotentielle de même nom dans le cas où le flux calorifique est remplacé par un courant électrique; elle prend donc la direction A′B′; mais, en vertu de la

Fig. 3.



diminution de conductibilité constatée plus haut, elle se transporte à peu près parallèlement à elle-même en A″B″. L'effet constaté en A est la différence des deux autres, tandis qu'en B l'on observe la somme de ces deux effets. Il en résulte que la variation de température du point A peut être positive ou négative, suivant la position de ce point et la largeur de la lame, tandis qu'en B l'on observe nécessairement un abaissement de température.

Il est évident que l'inverse se produit lorsque l'on donne au champ magnétique la direction opposée.

On remarquera encore qu'il existe du côté de A un point dont la température ne change pas quand on produit le champ. La détermination de ce point permettrait de calculer la déviation δ (AOA').

La mesure de cet angle s'obtient plus facilement par le renversement du champ. On élimine ainsi l'effet du magnétisme rémanent et de la diminution de conductibilité. La variation de température observée θ est due à la déviation double 2δ.

Soit l la largeur de la lame, et désignons par z une petite distance portée sur le bord de la lame dans un sens ou dans l'autre, à partir du point A, telle que

$$\delta \frac{l}{2} = z.$$

Il est clair qu'il suffirait de déplacer le point A de la quantité z dans un sens convenable pour détruire l'effet de la déviation. Donc, si l'on désigne par τ l'excès moyen de la température de A dans le champ, on peut écrire

$$\tau(e^{bz} - e^{-bz}) = \theta.$$

Le coefficient b, analogue de a' dans les expériences ci-dessus, devra être déterminé directement par la méthode que j'ai indiquée.

L'exposant bz est assez petit pour que l'on puisse borner aux premiers termes le développement de $(e^{bz} - e^{-bz})$, et l'on peut écrire

$$2bz\left(1 + \frac{b^2z^2}{6} + \frac{b^4z^4}{120}\right) = \frac{\theta}{\tau}.$$

On aura même une valeur très approchée en ne conservant que le premier terme, ce qui donne

$$2bz = \frac{\theta}{\tau}$$

et, par suite,

$$\delta = \frac{\theta}{bl\tau}.$$

Je me suis principalement appliqué à constater les faits que je

viens d'exposer. Une seule mesure, effectuée d'ailleurs dans d'assez mauvaises conditions, m'a donné dans un champ égal à 9500 C.G.S. une déviation δ comprise entre 2° et 3°. Or, dans les mêmes conditions, j'ai observé antérieurement des déviations des lignes équipotentielles variant de 3° à 5° environ. On voit que, si les deux phénomènes ne sont pas exactement de la même grandeur, ils sont tout au moins du même ordre.

Remarque. — Dans un travail qu'il communiquait à l'Académie des Lincei le jour même où je remettais ma première Note sur ce sujet à l'Académie des Sciences, M. Righi confirme entièrement mes résultats; il n'y a pas lieu, en effet, vu la variabilité des résultats relatifs à une propriété quelconque du bismuth, de s'arrêter à la petite différence qui existe entre les nombres que nous avons donnés l'un et l'autre.

M. Ettingshausen, au contraire, après avoir nié l'existence de ces phénomènes thermiques, a publié plus récemment (*Académie des Sciences de Vienne,* 13 octobre 1887) des nombres beaucoup plus faibles que les nôtres.

M. Righi ayant annoncé en juillet 1887 la publication prochaine d'expériences multipliées sur ce sujet, je n'ai pas jugé à propos, vu le peu de temps dont je dispose, de reprendre et développer mes premiers essais; mais je crois que l'on peut accorder toute confiance aux nombres que nous avons, M. Righi et moi, publiés simultanément.

SÉANCE DU 18 MAI 1888.

PRÉSIDENCE DE M. DE ROMILLY.

La séance est ouverte à 8 heures et demie.

Le procès-verbal de la séance du 4 mai est lu et adopté.

M. le Président, au nom de ses Collègues, remercie M. Eiffel qui a bien voulu, le dimanche 13 mai, faire visiter aux Membres de la Société les travaux de sa tour de 300^{m}, et dont les explications, présentées avec la plus parfaite amabilité, ont été suivies avec le plus vif intérêt.

M. le Président fait part à la Société de la perte qu'elle vient d'éprouver

dans la personne de M. DESPLATS, professeur agrégé de la Faculté de Médecine.

« MESSIEURS,

» J'accomplis un douloureux devoir en vous annonçant la mort d'un de nos plus anciens Collègues, M. Desplats. Il avait été nommé agrégé de Physique à la Faculté de Médecine en 1863 et avait professé au lycée Saint-Louis et au collège Chaptal. Les travaux personnels qu'il nous a laissés sont :

» Sa thèse de doctorat *Sur l'ozone;*

» Sa thèse d'agrégation sur les *Lois générales de la production et de la propagation du courant électrique;*

» Un *Traité de Physique médicale*, en collaboration avec M. Gariel;

» Une *Nouvelle méthode directe pour l'étude de la chaleur animale.*

» M. Desplats était un des fondateurs de notre Société, et sa perte provoque parmi nous un sentiment d'unanime regret.»

M. DESROZIERS présente une machine-disque multipolaire, sans armature magnétique et du type de la « roue de Faraday ».

L'ordre d'enroulement des boucles induites est celui d'une classe de polygones étoilés, qui donne à chaque boucle un rôle spécial, différent de celui de toutes les autres boucles et indépendant de la valeur relative des champs successifs de la machine.

On évite ainsi certaines perturbations de marche et, tout au moins, certaines complications de construction qui se présentent dans les machines multipolaires ordinaires, qui sont plutôt de vraies machines multiples.

Grâce à l'emploi des développantes de cercle pour les raccords circonférenciels des parties radiales des boucles induites, et à un classement rationnel de ces boucles en deux séries de parties identiques alternativement à la suite l'une de l'autre, on arrive à un enroulement extrêmement simple et sûr.

Il suffit de placer les parties identiques, les unes sur un plateau, les autres sur l'autre. Elles se placent naturellement à côté les unes des autres sans que les conducteurs s'enchevêtrent ou se coupent.

Comme ces parties alternent, il suffit ensuite de placer ces deux plateaux face à face pour que les connexions se fassent naturellement.

Cet enroulement méthodique, précis, en quelque sorte mathématique, où tous les éléments sont dégagés les uns des autres à distance fixe et visibles, donne toutes facilités pour la fixation, l'isolation et la ventilation des conducteurs.

Il s'applique, avec la plus grande facilité, au cas le plus important de la pratique courante, celui des fils, en adoptant un « point de couture spécial » permettant de fixer les fils sur des couronnes circonférencielles de support, se fixant elles-mêmes sur un support étoilé placé entre ces couronnes et assemblé sur l'arbre de la machine. Comme dans les machines

bipolaires ordinaires, on peut alors enrouler des groupes de boucles accolées et, par suite, arriver à réduire le nombre de ces groupes de boucles au strict minimum nécessaire pour un effet donné, tout en remplissant ce double desideratum, fort incomplètement obtenu dans les autres machines antérieures de ce genre, savoir : une continuité bien régulière du courant et, en même temps, un fonctionnement des balais parfait.

En raison de la variation très rapidement croissante des champs de ces machines à partir du point neutre, on a le soin de connecter les groupes de boucles aux lames du collecteur, de façon qu'un seul groupe passe à la fois en court circuit aux balais, et, de plus, on déforme légèrement ces boucles induites par un « balancement tout spécial », de façon à réduire au minimum le volt produit par chaque boucle à son passage au point neutre.

On arrive ainsi à des induits de self-induction très faible et à réaction pratiquement nulle sur les inducteurs.

La ventilation, excellente, autorise des débits de 10, 12 et 15 ampères par millimètre carré de fil, au lieu de 4 dans les machines ordinaires, ce qui majore l'utilisation spécifique dans de larges proportions et lui a fait donner le nom de *dynamo-intensive*.

Accessoirement, on évite les pertes par courants de Foucault dans les armatures magnétiques, pertes plus importantes qu'on ne pense et cause de production de chaleur parasite dans l'induit.

L'induit est très léger, très bien centré; on peut lui donner des vitesses effectives très considérables, qui ont été jusqu'à 35^m sans que l'on ait cherché à en obtenir de plus fortes.

On peut lui donner facilement des dimensions permettant de conserver des vitesses angulaires faibles.

Enfin, les champs obtenus ont été très considérables. On est allé jusqu'à 11000, au lieu de 4000 dans les meilleures machines ordinaires.

En raison de ces qualités, de sa sécurité de construction et de son parfait fonctionnement des balais, cette machine permet de construire des types légers, énergiques, et avantageux pour des puissances illimitées, même avec de très faibles vitesses angulaires de 350, 150 et même 70 tours par minute.

M. Hillairet fait ressortir l'intérêt que présentent actuellement les machines puissantes et demande s'il serait possible de construire sur le même type des machines de plusieurs centaines ou même de plusieurs milliers de chevaux.

M. Desroziers répond que ses plus fortes machines ont donné 700 ampères et une centaine de volts avec des vitesses linéaires de 35^m à la seconde environ, et que tout fait prévoir que des machines beaucoup plus puissantes pourraient encore donner d'excellents résultats.

M. le commandant Renard présente les piles légères qui ont été employées

par lui, en 1884 et en 1885, pour la propulsion du ballon dirigeable *la France.*

Pour avoir la certitude de faire décrire au ballon une courbe fermée, il était nécessaire de disposer d'une force capable d'imprimer à l'aérostat une vitesse relative beaucoup plus grande que celle des ballons antérieurs.

En appelant T le travail nécessaire à la production de la vitesse de V mètres par seconde, on avait pour le ballon *la France*

$$T = 2,3\,V^3.$$

En se limitant à une vitesse de $6^m,00$ par seconde (vitesse plus que double de celle des ballons antérieurs), on trouve $T = 495^{kgm}$ ou $6^{chx},60$.

Il s'agit ici de chevaux sur l'arbre. Si l'on emploie l'électricité, il ne faut pas compter sur un rendement supérieur à 0,75. On doit donc disposer d'une source électrique égale à $\frac{6,60}{0,75}$ ou $8^{chx},8$, soit environ 9 chevaux.

En réalité, on a tenu à disposer de 10 chevaux électriques.

Quant à la durée de la marche, on a cru devoir la porter à deux heures.

Il fallait donc une énergie totale de 20 chevaux-heure. Comme le poids de la pile ne pouvait pas dépasser 480^{kg}, on voit que le générateur d'électricité devait être caractérisé par les chiffres suivants :

Poids du cheval (indépendamment de la durée) $\frac{480}{10} = 48^{kg}$

Poids du cheval-heure........................ $\frac{480}{20} = 24^{kg}$

Aucun générateur connu (accumulateur ou pile) ne pouvait remplir à *beaucoup près* les conditions de ce programme. Après beaucoup de tâtonnements, le commandant Renard a trouvé deux solutions : la pile au brome et la pile tubulaire chlorochromique. La pile au brome a été abandonnée après les premiers essais, bien qu'elle ait donné d'excellents résultats et permis de réduire à 9^{kg} le poids du cheval-heure. Le brome est un corps trop dangereux à manipuler, et, en cas de rupture d'un vase, des accidents fort graves se fussent produits en l'air.

La pile chlorochromique a été définitivement adoptée pour les essais de direction aérienne. Elle est caractérisée par les points suivants :

1° Le liquide est constitué par une dissolution d'*acide chromique,* et non d'un *chromate,* dans l'acide chlorhydrique étendu (généralement à 11° B.). Un pareil liquide se comporte comme une dissolution de chlore. La stabilité du liquide est cependant suffisante pour qu'on puisse le conserver quelques jours sans dégagement sensible de chlore gazeux. Le liquide qui donne le maximum d'effet par *unité de poids* renferme à peu près HCl et CrO^3 à équivalents égaux.

Ce liquide chlorochromique fournit (toutes choses égales d'ailleurs), par

unité de temps, un dégagement d'énergie électrique *de 5 à 6 fois supérieur* à celui des liquides employés dans les piles au bichromate.

Sa capacité est aussi plus grande (dans le rapport de 3 à 2 environ), par suite de la suppression de la base alcaline, qui absorbe d'ailleurs inutilement $1^{éq}$ d'acide.

2° La pile est à un liquide et se compose d'un certain nombre d'éléments ou *groupes tubulaires* comprenant une électrode positive cylindrique et un crayon de zinc disposé suivant l'axe de cette électrode.

Cette disposition a pour effet d'augmenter la densité du courant à la surface du zinc (elle atteint de 25^{amp} à 40^{amp} par décimètre carré), ce qui diminue l'importance de l'usure ou *attaque chimique* inévitable et augmente le coefficient d'utilisation.

3° Le *rendement est maximum* quand la pile est déchargée au potentiel de $1^{volt},2$ mesuré aux bornes.

Dans ces conditions, le rendement chimique de la pile $\left(\frac{\text{usure électrique}}{\text{usure totale}}\right)$ est égal à 0,75 environ, le rendement électrique $\frac{e}{E}$ à 0,6, et le rendement total à 0,45.

4° Les courants produits sont si considérables qu'on ne peut employer le charbon comme électrode, en raison de sa faible conductibilité. L'électrode qui a le mieux réussi est formée par une lame d'argent platiné par laminage sur ses deux faces. L'épaisseur totale est égale à $\frac{1}{10}$ de millimètre. L'épaisseur du platine sur chaque face est de $\frac{1}{400}$ de millimètre seulement. L'adhérence des deux métaux est parfaite. *A conductibilite égale,* le *charbon de cornue* serait environ 2500 fois plus épais et 200 *fois plus lourd.*

5° L'amalgamation est inutile. Tant que la proportion de CrO^3 est inférieure à $\frac{7}{10}$ d'équivalent pour $1^{éq}$ de HCl, le zinc *non amalgamé* se dissout avec effervescence; au delà de ce chiffre, le zinc, amalgamé ou non, se dissout sans dégagement de gaz et avec la *même vitesse.* La suppression de l'amalgamation permet d'employer des zincs de faible échantillon que le mercure rendrait extrêmement fragiles.

6° La présence de sels étrangers diminue rapidement l'activité spécifique de la pile (nombre de watts par kilogramme de pile). La présence de l'acide sulfurique produit le même effet; mais, en le substituant équivalent à équivalent à une partie de l'acide HCl, on obtient des liquides *atténués* dont la capacité reste la même que celle du liquide chlorochromique normal.

Ces liquides peuvent donc permettre d'employer une même pile à des usages très variés, la durée de la marche étant, avec les divers liquides atténués, en raison inverse de leur *activité spécifique.*

7° Les liquides sont généralement renfermés dans des tubes d'ébonite ou de verre, assez hauts par rapport à leur diamètre (longueur = 10 diamètres environ). Cette disposition favorise le refroidissement des éléments.

8° Au potentiel normal de 1,2, le courant est proportionnel à la surface du zinc (25^{amp} par décimètre carré environ à la température de 15°). Comme

le diamètre des vases est proportionnel à celui du zinc, on voit qu'on a les lois suivantes :

Courant par unité de longueur de vase proportionnel au diamètre;
Durée de la pile proportionnelle au diamètre;
Énergie totale proportionnelle au carré du diamètre.

9° L'acide chromique cristallisé, qui est cher, peut être remplacé par des liquides qu'on obtient facilement en traitant le bichromate de soude par l'acide sulfurique. On peut aussi recueillir l'acide chlorochromique CrO^2Cl dans l'eau.

Le commandant Renard a résumé les lois relatives à ses piles tubulaires dans des Tableaux graphiques qu'il montre à la Société.

Il fait fonctionner trois types de piles tubulaires.

Une de ces piles (vases de 40^{mm}) reproduit la disposition adoptée pour le ballon dirigeable.

Chaque élément se compose de 6 tubes en surface pouvant donner jusqu'à 120^{amp} au potentiel de 1,2. Une pile de 16 éléments de ce système est employée à l'éclairage de la salle (20 lampes à incandescence Gérard de 45 watts). Le liquide est *fortement atténué*.

Une autre de ces piles avec liquide *non atténué* se compose de 60 tubes de 40^{mm} réunis en tension. Elle éclaire un lustre composé d'une lampe anglaise à incandescence de 200 bougies et de 12 lampes Gérard de 10 bougies (45 watts).

Une pile de 36 éléments de 30^{mm} de diamètre en tension alimente pendant la séance une lampe à arc Gramme de 30 carcels. Poids total de la pile 15^{kg}, dépense électrique 200 à 250 watts par seconde, durée 2^h15 environ.

Une pile de 36 éléments de 20^{mm} seulement, pesant 6^{kg} avec vases d'ébonite, et 7^{kg} avec vases de verre, alimente pendant *plus d'une heure* une lampe Gramme identique à la précédente.

C'est la plus petite pile qui ait été construite pour produire la lumière à arc. Dans ces deux piles, le liquide est assez fortement atténué.

Rien n'est plus facile que de construire des lampes déjà puissantes et *portant leur pile;* une de ces lampes (9 watts) est présentée à la Société.

Enfin, le commandant Renard montre un *groupe* de la pile du ballon dirigeable, 2 éléments sextitubulaires en tension. Avec le liquide normal on fait diverses expériences :

Incandescence blanche d'un tube de platine de 5^{mm} de diamètre et $0^{mm},5$ d'épaisseur (150^{amp}, $1^{volt},8$).

Fusion d'un fil de fer de $2^{mm},5$ de diamètre, etc.

Le poids du *groupe* est de 10^{kg}.

Machine magnéto-électrique multipolaire;

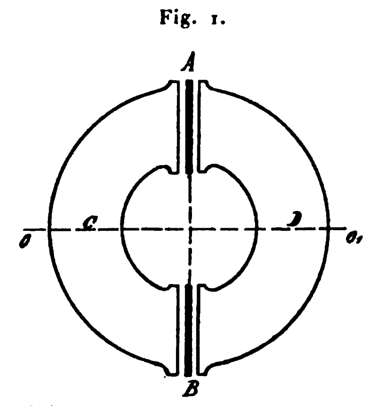
Par M. E. Desroziers.

On a souvent cherché à réaliser des machines dynamos à induit non magnétique.

Ces machines se présentent avantageusement sous la forme de disques et leur type idéal est le disque de Faraday qui donne, sans commutation, un courant rigoureusement continu.

Mais, en pratique, on entend plutôt par machines à induit non magnétique des dynamos, constituées par une armature mince AB (*fig.* 1) tournant autour d'un axe OO′ et passant entre un nombre

Fig. 1.



pair de pôles d'inducteurs, tels que CD, répartis régulièrement autour de l'armature.

Ces machines sont de deux catégories : les unes donnent par commutation un courant si faiblement ondulatoire qu'on les considère pratiquement comme machines à courant continu, les autres sont des machines à courants alternatifs ou redressés.

En fait, ces dernières machines ont été les seules réalisées pratiquement jusqu'ici, et l'on en peut citer des types nombreux, comme les machines Siemens, Ferranti, etc.

De tous côtés, au contraire, on a échoué dans la réalisation complètement pratique des premières, malgré l'intérêt qu'elles présentent.

La cause de ces échecs répétés est due à l'inobservation de certaines règles qu'une étude attentive nous a permis de dégager et qui concernent à la fois :

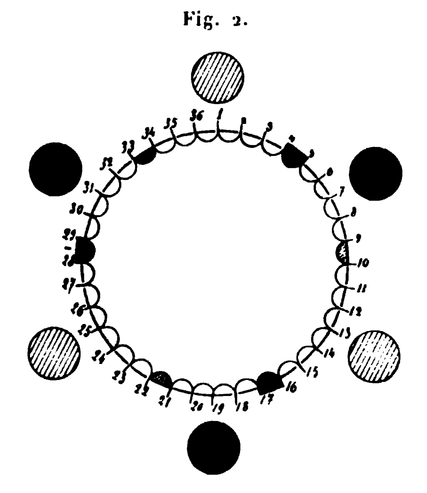
1° Un mode de classement des éléments induits permettant un enroulement systématique simple;

2° Des formes de cadres induits utilisant la plus grande partie du volume d'entrefer.

3° Le mode de liaison mécanique des éléments induits sur l'arbre ou sur les plateaux d'entraînement.

En raison du mouvement circulaire de ces machines, de même que pour les machines bipolaires ordinaires, les divers groupes de cadres induits, qui passent en même temps dans les plans de commutation, doivent être disposés régulièrement par rapport aux rayons ou aux côtés de polygones réguliers, convexes (*fig.* 2), ou

Fig. 2.



étoilés (*fig.* 3), dont le nombre des sommets est en relation directe avec le nombre des pôles inducteurs.

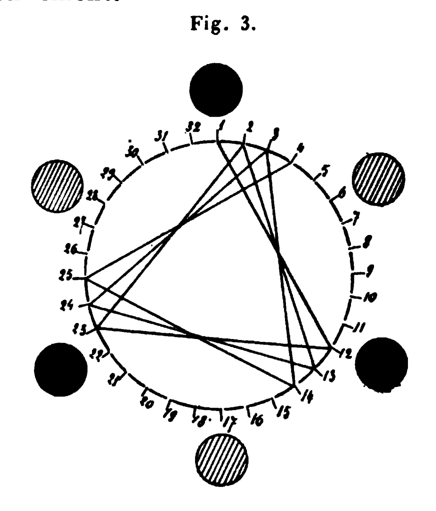
Les *fig.* 2 et 3 se rapportent au cas de machines à six pôles. Les cercles hachurés représentent schématiquement les zones à flux positif et les trois cercles noirs les zones à flux négatif.

Or, au point de vue de la construction et de la commutation, sur la *fig.* 2 il n'y a réellement que six groupes de cadres induits dont les actions soient séparées, malgré le nombre élevé des sommets qui est égal à 6 × 6, soit 36.

Sur la *fig.* 3 au contraire, pour trente-deux sommets seulement, il y a seize groupes dont les actions sont séparées.

L'enroulement en polygone régulier exige en effet la symétrie suivant les trois axes de figure, aussi bien pour les groupes tels que 4-16 et 28 ou 9-21-33 que pour les champs inducteurs. Il en résulte une exagération du nombre des groupes induits et une série d'inconvénients qui se manifestent dans la construction et dans le fonctionnement.

Fig. 3.



L'enroulement en polygone étoilé, dans lequel chaque groupe induit a au contraire un rôle distinct, permet de réduire le nombre de ces groupes à un minimum et de rendre les champs successifs indépendants.

Il suffit, en un mot, de réaliser la symétrie autour d'un seul axe, exactement comme dans les machines bipolaires ordinaires.

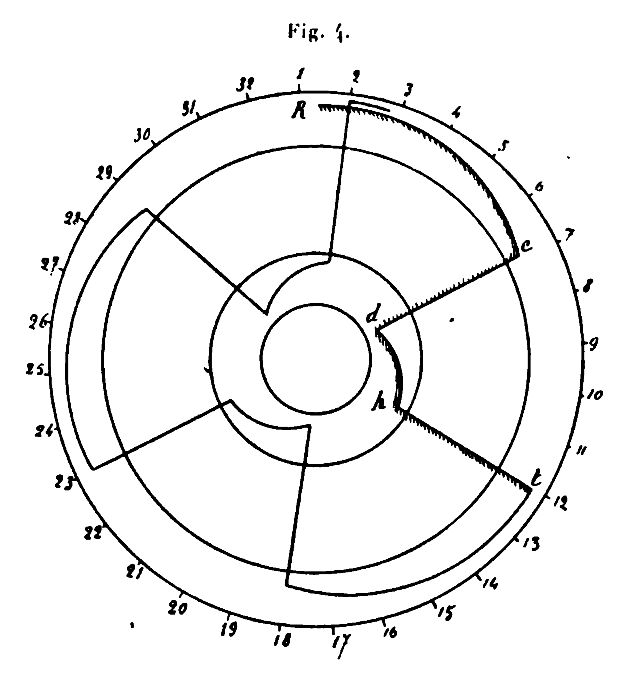
L'enroulement au polygone étoilé symboliquement représenté par les côtés du polygone (*fig.* 3) semble, il est vrai, par la superposition des lignes et par leur enchevêtrement, présenter une complication faite pour effrayer le praticien.

Cette complication disparaît si, par exemple, au lieu de côtés de polygone étoilé, le tracé induit se compose, comme sur la *fig.* 4, d'éléments R, *c*, *d*, *h*, *t* formés de deux développantes et de deux parties radiales, le nombre des sommets compris entre les parties radiales étant un nombre impair.

Les éléments partant des divisions impaires de la circonférence sont tous identiques entre eux. Il en est de même pour les éléments partant des divisions paires.

Les uns et les autres peuvent donc être classés ensemble et placés par séries d'éléments orientés convenablement dans des plans parallèles sur deux plateaux distincts A*fc*, A'*c'* des *fig.* 5 et 6. Ces figures représentent les plateaux supposés parallèles.

Fig. 4.

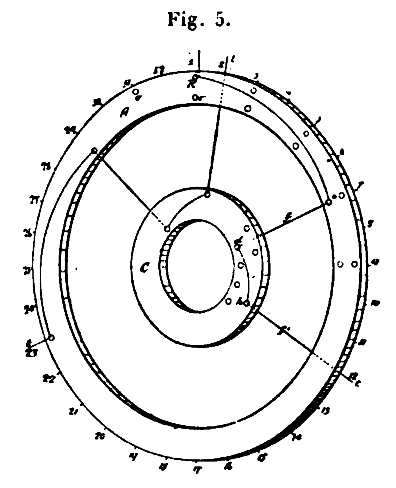


On peut ainsi placer dans un même plan toutes les parties radiales d'une même série, les unes sur la face inférieure du plateau de la *fig.* 5, les autres sur la face supérieure du plateau de la *fig.* 6, sans que ces parties radiales se coupent en aucun point. Toutes les développantes d'une même série sont accolées parallèlement sur la face supérieure du plateau de la *fig.* 5 et sur la face inférieure du plateau de la *fig.* 6.

Il suffit alors de réunir les couronnes face à face, de manière que les parties radiales soient juxtaposées, pour qu'on puisse faire les ligatures à la circonférence aux points *t*, de manière à fermer le circuit induit ainsi constitué.

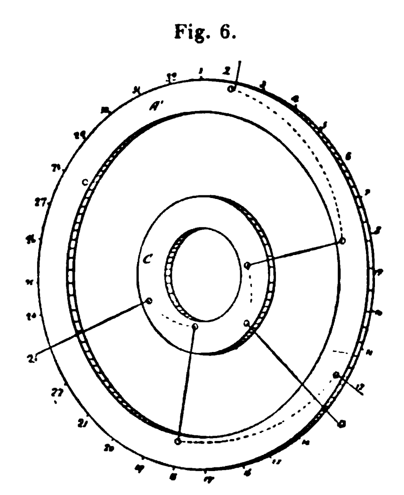
Pour faciliter cette construction, les couronnes des plateaux sont percées de trous destinés au passage des raccords dans les angles

Fig. 5.



formés par les parties droites et les développantes d'un même élément en R, *c*, *d*, *h*. De même les extrémités R et *t* d'un même

Fig. 6.



élément sont prolongées convenablement, de façon à faciliter les jonctions d'élément à élément.

En résumé, il a suffit de classer les éléments induits en deux

séries distinctes de parties identiques et de former les cadres induits exclusivement en développantes et en parties droites.

Cette méthode est susceptible de variantes nombreuses dérivant des mêmes principes. J'en signalerai quelques-unes.

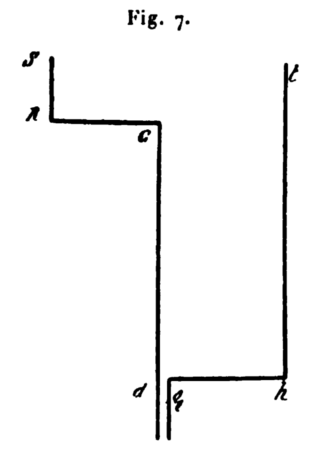
1° L'élément induit R, C, *d*, *h*, *t* (*fig.* 4), peut être divisé en deux parties en *d*.

Toutes les parties telles que *d*, *h*, *t* d'une part, et toutes les parties telles que R, C, *d* d'autre part, sont identiques entre elles et peuvent, de même que ci-dessus, se classer sur deux plateaux distincts.

2° Les éléments, au lieu d'avoir la forme complexe d'une développante et d'une partie droite, peuvent être constitués, soit par une ou plusieurs développantes, dont la forme un peu complexe présente l'avantage d'utiliser exactement le volume d'entrefer, soit par une ou plusieurs lignes droites qui donnent lieu à une construction simple.

Le classement adopté sur les *fig.* 5 et 6 permet la disposition en boucles accolées (*fig.* 7 et 8) destinées à multiplier l'effet in-

Fig. 7.

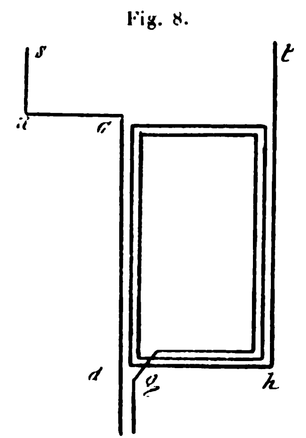


duit d'un élément comme dans les multiplicateurs ordinaires et en même temps d'assurer une liaison mécanique simple des fils induits (*fig.* 9) à l'arbre.

Les raccords qui relient les parties droites aux développantes en R, C, *d*, *h* traversent les couronnes A, C, dans des trous con-

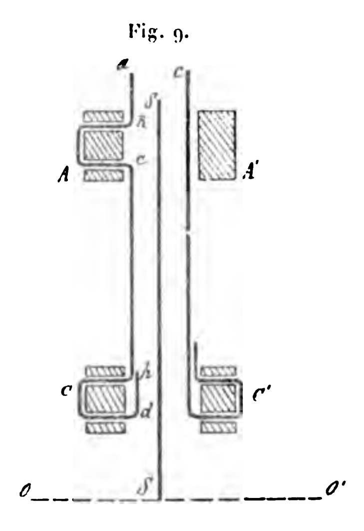
venables et viennent s'y appuyer (*fig.* 9). Il ne reste plus qu'à fixer les couronnes.

Fig. 8.



Entre les couronnes nous intercalons une étoile métallique appropriée SS reliée à l'axe OO' par un plateau d'entraînement. Sur cette étoile sont fixées les couronnes AC, A'C'. L'induit se

Fig. 9.



trouve ainsi mécaniquement constitué. Le dessin ci-contre représente la vue d'ensemble de cette machine.

La liaison des éléments induits au collecteur est faite d'après les principes suivants :

Avec les dispositions indiquées ci-dessus, le nombre des brins induits est de la forme $2(n\,P+1)\,m$, où n est la moitié du nombre des champs, P un paramètre convenable permettant de fermer le polygone étoilé et m le nombre de boules accolées par élément comme ci-dessus (*fig.* 8).

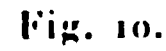


Fig. 10.

Le nombre des lames du collecteur est de la forme $(n\,P \pm 1)\,n$. Ces lames sont réparties symétriquement par rapport aux n axes de symétrie. Les lames à $\frac{360°}{n}$ l'une de l'autre sont réunies en quantité par un dispositif quelconque et chacun de ces groupes de lames est relié successivement dans l'ordre naturel à un des éléments induits.

Deux éléments successifs sont ainsi intercalés entre deux lames successives.

Il suffit de placer deux balais à 180° pour recueillir le courant comme dans les machines bipolaires ordinaires.

Dans ces conditions, le fonctionnement des balais dans les grandes machines est irréprochable. Pour les petites machines où la variation du flux est très rapide, nous avons apporté à l'enroulement induit une légère modification, de façon à éviter toute production d'étincelles aux balais.

Cette modification consiste dans un faible déplacement angulaire des brins radiaux induits, tels que *cd* et *ht* (*fig.* 4), les uns dans un sens, les autres dans l'autre, de telle façon que tous les brins d'un même groupe d'éléments puissent passer ensemble dans les zones plus ou moins étroites de changement de sens du flux où la variation du flux magnétique est lente.

On arrive ainsi à obtenir un minimum de variation de flux pendant le passage des boules en court circuit sous les balais.

Cette correction donne lieu à une disposition géométrique des éléments induits qui est analogue à celle du tracé de balancement des marches d'un escalier.

Dans l'étude d'un projet de machine, on choisit naturellement les trois paramètres n, P et m, de manière à obtenir les chiffres pratiques les plus convenables pour réaliser les données du problème. C'est, avec le choix des meilleures proportions à donner aux machines, une étude qui demande à la fois de longs calculs et des études expérimentales suivies.

Nous pouvons actuellement présenter quelques résultats physiques intéressants.

Soient

H le champ moyen C.G.S. de la zone induite, c'est-à-dire le quotient du flux intégral par la surface totale que balaye l'induit;

V la vitesse moyenne de déplacement;

I l'intensité du courant de circulation dans les éléments induits.

La puissance d'un induit donné est proportionnelle au produit HVI. Examinons les termes de ce produit :

1° V. L'induit est naturellement léger, son enroulement régu-

lier et symétriquement disposé n'altère pas, en marche, l'état d'équilibre de l'ensemble.

Il est facile de donner à ces organes des vitesses moyennes de 20^m et 22^m par minute. On pourrait dépasser ces résultats de beaucoup et arriver à des vitesses qui seraient le double de celles des machines les plus répandues.

2° H. Les champs réalisés jusqu'ici ont été assez élevés et dépassent les valeurs moyennes de 5000 et 6000 de flux C.G.S. dans les machines existantes.

La machine présentée à la Société a pu fonctionner dans nos expériences avec des valeurs moyennes de 11 000 C.G.S. de flux magnétique.

Nos expériences nous permettent de penser que ces champs élevés pourront être employés sur les machines de dimensions restreintes, pour des exigences spéciales comme celles de la Guerre ou de la Marine.

Il est certain, d'après nos expériences personnelles et nos calculs, que, pour les machines puissantes dont le besoin se fait sentir dans l'industrie, nous pourrons employer ces champs élevés.

Nous avons remarqué que, quelles que soient les dimensions et les puissances des machines, l'entrefer conservait une valeur sensiblement constante; par suite, le circuit magnétique s'améliore proportionnellement au carré des dimensions.

On conçoit que, dans des conditions de développement géométrique suffisant, on puisse obtenir des champs élevés tout en consacrant à ce résultat une dépense de cuivre inducteur et un travail d'excitation faibles.

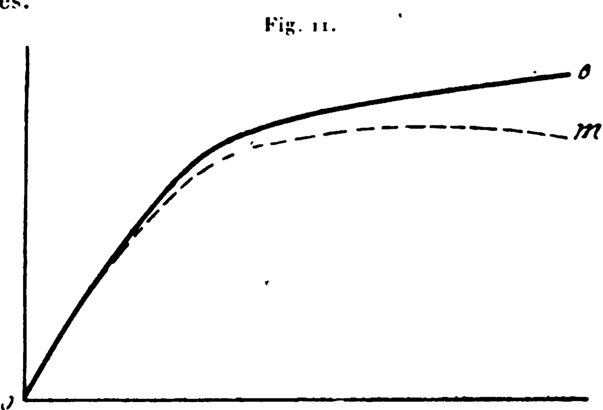
Il sera d'autant plus facile d'obtenir ces champs que la réaction électrodynamique de l'armature sur les inducteurs est très faible contrairement aux résultats observés dans les autres genres de machines. Tandis que, dans les machines à armature magnétique, la caractéristique OO (*fig.* 11), à circuit ouvert, diffère sensiblement de la caractéristique à circuit fermé et lui reste constamment inférieure de 15 et même de 20 pour 100, les deux caractéristiques de notre machine sont à peine différentes de 1 à 2 pour 100.

Elles conservent une marche constamment ascendante, remarquable, qui semble avoir quelque analogie avec les récentes observations du professeur Ewing.

3° I. La valeur que peut atteindre le courant par millimètre carré de fil induit est un des éléments les plus importants à considérer.

Nous avons pu faire supporter au fil induit jusqu'à 15 ampères par millimètre carré, soit environ trois fois le débit des autres machines.

Fig. 11.



Ce résultat tient d'abord, pour une grande part, à notre avis, à ce que les courants de Foucault magnétiques sont supprimés.

Dans les autres machines, l'énergie de ces courants de Foucault se résout finalement en chaleur qui ne peut guère se dissiper que par la surface de l'induit.

Dans ces machines, il faut donc drainer à la fois la chaleur des courants de Foucault et la chaleur produite dans les fils. Par conséquent, pour une carcasse de machine ayant une surface donnée, subissant une ventilation déterminée, à une température de régime limitée, il s'ensuit qu'on est obligé de réduire le débit que cette machine pourrait donner si elle n'était pas affectée par les courants de Foucault.

Cette considération est d'autant plus importante que de nombreuses expériences, sur lesquelles on n'a pas assez insisté, montrent que la valeur de l'énergie des courants de Foucault dans les machines actuelles est au moins comparable à celle de l'échauffement du fil induit suivant la loi de Joule.

Mais ce résultat tient aussi à ce que la ventilation est naturellement bonne. Chaque fil est dégagé du fil voisin. L'air l'enveloppe en quelque sorte de toutes parts.

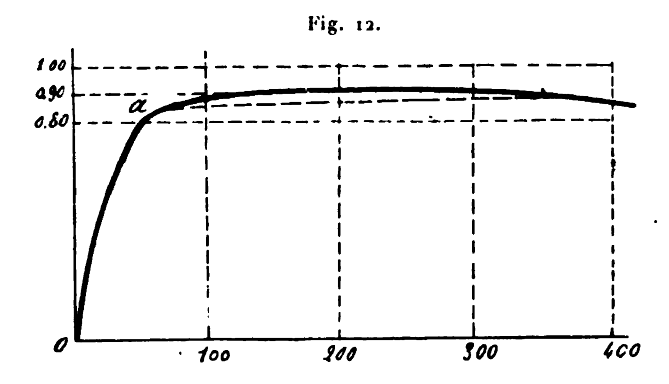
Dans le mouvement d'aspiration que produit la marche, cet air enlève par convection la chaleur produite dans chaque fil avec d'autant plus de facilité qu'il y a peu de chaleur parasitaire supplémentaire.

Une conséquence intéressante de l'ensemble de ces qualités est la suivante.

En raison de la légèreté de l'induit, de la suppression des courants magnétiques de Foucault, de la faiblesse de la réaction de l'induit sur les inducteurs et de l'ascension constante de la caractéristique, le rendement net est peu différent du rendement électrique et reste constant dans des limites extrêmement larges.

On constate à peine des différences de quelques centièmes quand on force le débit de la machine, même au delà des limites du fonctionnement normal, comme on le voit (*fig.* 12).

Fig. 12.



En pratique, c'est un fait d'une grande importance, car les appareils ne fonctionnent pas constamment à leur maximum.

En résumé, les trois facteurs V, H et I peuvent facilement et naturellement atteindre des valeurs élevées.

Actuellement, certaines machines réalisent un cheval-vapeur net aux bornes par 20^{kg} de matière et dans ces 20^{kg} de matière le kilo de cuivre engendre 350 watts. Ces résultats seront certainement dépassés dans les puissantes machines.

Les études et expériences relatives à la construction de cette machine ont été faites dans les ateliers et avec la collaboration de la maison Breguet.

SÉANCE DU 1er JUIN 1888.

PRÉSIDENCE DE M. DE ROMILLY.

La séance est ouverte à 8 heures et demie.

Le procès-verbal de la séance du 18 mai est lu et adopté.

Sont élus membres de la Société :

MM. Chibout, Ingénieur-Constructeur d'appareils de chauffage, à Paris.
Gauthier-Villars (Albert), ancien élève de l'Ecole Polytechnique, Imprimeur-Libraire.
Laffargue (Joseph), Préparateur à l'École de Physique et de Chimie industrielles de la Ville de Paris.

M. le Président, au nom de ses Collègues, remercie M. Janssen de la courtoisie avec laquelle il a fait aux membres de la Société, le dimanche 20 mai, les honneurs de son observatoire de Meudon.

M. le Président informe ses Collègues que M. Popp sera, le jeudi 7 juin, à 3^h, à la disposition des membres de la Société désireux de visiter l'usine installée rue Saint-Fargeau, n° 8, pour la production de l'air comprimé.

M. P. Curie rend compte des recherches qu'il a faites, en collaboration avec son frère, sur les phénomènes de dilatation électrique du quartz, recherches qui les ont conduits à la construction d'un électromètre nouveau.

M. Lippmann a donné une théorie qui permet de déduire de la connaissance des phénomènes piézo-électriques d'une substance la connaissance complète des phénomènes de dilatation électrique qu'elle présente. Ces prévisions théoriques ont été entièrement confirmées par l'expérience.

Trois méthodes différentes ont été employées par MM. Curie pour étudier les phénomènes :

La première a été utilisée pour montrer les dilatations dans le sens de l'axe électrique. Les dilatations dans ce sens sont extrêmement petites, elles sont données par la formule

$$\mathfrak{d} = KV,$$

K est la constante piézo-électrique du quartz; $K = 6{,}30 . 10^{-8}$ en unités C. G. S. électrostatiques; V est le potentiel dans le même système d'unités.

Ce qui ne donne, pour la dilatation exprimée en microns pour une différence de potentiel de 10 unités (environ 3000 volts) qu'une valeur de $0^{\mu},00630$.

Au lieu de mesurer des dilatations aussi faibles, on a tourné la difficulté en comprimant les cristaux dans une presse et en mesurant l'augmentation de pression qui résulte de l'impossibilité dans laquelle ils se trouvent de se dilater librement lorsqu'on établit la tension électrique. On se servait d'un manomètre piézo-électrique pour évaluer les augmentations de pression.

La deuxième méthode employée a servi à mesurer les dilatations dans la direction normale aux axes optiques et électriques. Elles sont données par la formule

$$\mathfrak{I} = K \frac{L}{e} V,$$

L étant la longueur dans le sens en question et e la dimension parallèle à l'axe électrique.

En prenant L assez grand et e très petit, le phénomène peut être beaucoup plus grand que dans le cas précédent. On amplifie encore les effets produits, à l'aide d'un levier et d'un microscope.

Les différences de potentiel sont données par les distances explosives dans l'air. Les dilatations ont été retrouvées égales, à $\frac{1}{10}$ près, à celles prévues par la théorie. Ces différences rentrent dans les erreurs possibles dans les expériences.

Dans une troisième méthode, les dilatations déjà étudiées dans la deuxième ont été considérablement amplifiées en usant de l'artifice qui sert de base au thermomètre métallique de Bréguet. Deux lames de quartz taillées parallèlement sont amincies ensemble, et ensuite collées l'une sur l'autre, mais après avoir pris soin de retourner l'une d'elles face pour face. On réalise ainsi une bilame qui jouit de la propriété de se courber, lorsqu'on établit une différence de potentiel entre ses deux faces qui sont argentées. En maintenant fixe une des extrémités de la bilame, l'autre se déplace latéralement et les déplacements peuvent atteindre plusieurs millimètres. Les déviations sont encore amplifiées à l'aide d'une aiguille très légère, formée d'une charpente en fil de verre. A l'extrémité de l'aiguille se trouve un petit micromètre au $\frac{1}{25}$ de millimètre, dont on regarde les déplacements au microscope.

Cet appareil constitue un électromètre pouvant servir à mesurer des potentiels élevés.

Deux de ces instruments ont fonctionné à la Société. L'un d'eux était destiné à mesurer des potentiels de 0 à 600 volts; l'autre pouvait servir dans les mesures des potentiels élevés des machines de Holtz. Les déviations sont données par la formule

$$\mathfrak{I} = K \frac{3}{8} \left(\frac{L}{e}\right)^2 \frac{\lambda + L}{L} V,$$

λ désignant la longueur de l'aiguille et les autres lettres ayant les mêmes significations que précédemment. Les bilames de quartz et les aiguilles en fil de verre ont été construites par M. Werlein. M. Curie ne veut pas faire son éloge et croit qu'il suffit, pour faire apprécier son talent, de mettre sous les yeux de la Société ces lames de quartz collées l'une sur l'autre, qui n'ont ni trous ni fissures, et dont plusieurs ont $0^m,08$ de long et $\frac{1}{30}$ de millimètre d'épaisseur.

Des projections exécutées par M. Pellin ont permis de faire fonctionner l'appareil sous les yeux de la Société.

M. le Président souhaite la bienvenue et donne la parole à Sir William Thomson, qui assiste à la séance.

Sir W. Thomson signale une *analogie quadruple* présentée, au point de vue mathématique, par des phénomènes physiques de nature essentiellement distincte :

1° La diffusion de la chaleur dans les corps solides, d'après la théorie de Fourier;

2° La diffusion laminaire des fluides visqueux, d'après les théories de Poisson et de Stokes;

3° La diffusion des corps solides, tels que les sels ou le sucre dans l'eau, ou d'un liquide dans un autre, de l'alcool dans l'eau par exemple, d'après la théorie de Fick;

4° La diffusion des courants électriques dans un conducteur solide, suivant Arago, Faraday, Henry, Neumann, Maxwell, Helmholtz.

La loi exprimée par l'équation célèbre et bien connue de Fourier

$$\frac{dv}{dt} = \varkappa \frac{d^2 v}{dx^2}$$

s'applique à tous ces cas. Le coefficient $\varkappa$, auquel Sir W. Thomson donne le nom de *diffusivité*, est exprimé en unités de surface par unité de temps. Par exemple, la diffusivité du cuivre pour les courants électriques est de 130^{cq} par seconde. Ce nombre est obtenu en divisant par 4π la résistance spécifique du cuivre exprimée en unités C.G.S., soit 1640. La diffusivité du même métal pour la chaleur, environ $1^{cq},2$ par seconde, est moins bien connue; et c'est là un fait remarquable si l'on rapproche, d'une part, la haute antiquité de nos connaissances relativement aux phénomènes ordinaires et pratiques de la conduction de la chaleur et la nouveauté d'avant-hier de nos connaissances relatives à la diffusion des courants électriques, d'après les lois de l'induction électromagnétique découvertes par Faraday et Henry.

La diffusion des courants électriques dans le cuivre est donc à peu près la même en une seconde que celle de la chaleur en 110 secondes.

Sir W. Thomson indique en passant quelques-unes des applications pratiques de la théorie de la diffusion. Parmi celles-ci, il en est une d'une grande importance industrielle, celle qui est relative à la transmission des courants alternatifs, tels que ceux du téléphone ou encore les courants employés pour l'éclairage. Dans ce dernier cas, la durée de la période est ordinairement de $\frac{1}{80}$ de seconde (soit 5000 périodes par minute) et la théorie conduit à ce résultat que, si l'on prend pour unité l'intensité du courant à la surface d'un conducteur plein, de forme quelconque, carré, rectangulaire ou cylindrique, mais de quelques centimètres dans sa plus faible dimension, l'intensité est de

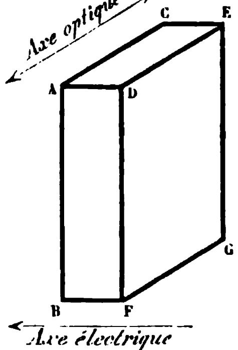
0,6	à une distance de	3^{mm}	de la surface
0,36	»	6	»
0,22	»	9	»

de telle sorte que, du moment où l'on a affaire à des courants dépassant 100 ampères et, par suite, exigeant des sections de plus de 1^{cq}, il y a tout avantage à employer des conducteurs creux ou plats, dont l'épaisseur n'excède pas 3^{mm}.

Sur la dilatation électrique du quartz;
Par MM. P. et H. Curie.

La première Partie de ce travail se rapporte à des expériences déjà anciennes (1881) (1). Au moment où elles ont été entreprises, M. Lippmann (2), dans un travail sur les applications des principes fondamentaux de la conservation de l'énergie, de la conservation de l'électricité et du principe de Carnot, montrait, en particulier, qu'avec la connaissance des phénomènes de piézo-électricité que nous avions découverts, on pouvait théoriquement prévoir la dilatation électrique de ce cristal, ainsi que la grandeur, le sens et la nature du phénomène.

Fig. 1.



Nos expériences entreprises à ce moment en ont donné la consécration expérimentale. A côté de l'intérêt particulier qu'elles peuvent avoir, elles se sont ainsi trouvées avoir l'intérêt plus général de vérifier les conséquences d'une théorie qui s'applique à un grand nombre de phénomènes.

---

(1) *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. XCIII, p. 1137, et t. XCV.

(2) *Journal de Physique*, p. 387; 1881. — *Ann. de Chim. et de Phys.*, 1881.

Nous donnerons d'abord une vue d'ensemble de la nature des phénomènes.

Considérons un parallélépipède rectangle de quartz (*fig.* 1) ayant quatre arêtes, telles que AD, parallèles à l'un des axes électriques, et quatre arêtes, telles que AB, parallèles à l'axe optique.

Premier cas. — Si l'on comprime le cristal normalement aux faces ABC, DEFG, c'est-à-dire si l'on exerce l'effort dans le sens de l'axe électrique, on obtient un dégagement d'électricité sur les mêmes faces donné par la formule

$$q = Kf,$$

q étant le dégagement électrique, f la force et K la constante piézo-électrique.

Nous avons trouvé qu'une force de 1^{kg} dégage, par effort direct dans ces conditions, une quantité d'électricité capable de porter une sphère de $16^{cm},6$ au potentiel d'un daniell, d'où l'on déduit, pour la constante piézo-électrique en unités absolues C.G.S. électrostatiques,

$$K = 6,32 \times 10^{-8}.$$

K est la quantité absolue d'électricité dégagée par un effort d'une dyne sur le quartz.

A ce dégagement piézo-électrique correspond un phénomène de dilatation électrique δ dans le sens de l'axe électrique lorsque l'on établit une différence de potentiel V entre les deux faces qui lui sont normales (faces que l'on peut supposer argentées); on aura

$$\delta = Kv = 6,32 \times 10^{-8} V.$$

δ est ici exprimé en centimètres.

On voit que la grandeur de la dilatation dans le sens de l'axe électrique est indépendante des dimensions du cristal.

Cette grandeur est du reste extrêmement petite pour les tensions dont nous disposons; pour V = 14,8, soit 4400 volts environ, tension correspondant à 1^{mm} d'étincelle dans l'air, on a

$$\delta = 0,935 \times 10^{-6},$$

soit $0^{\mu},00935$ en microns, $\frac{1}{100}$ de micron environ.

Deuxième cas. — Si l'on comprime le cristal dans la direction

de l'axe optique, c'est-à-dire normalement aux faces ADBF, CFG, aucun dégagement électrique ne prend naissance.

Réciproquement, lorsque l'on établit une tension électrique quelconque, la longueur de l'axe optique ne varie pas..

Troisième cas. — Si l'on comprime le cristal dans une direction normale aux axes optiques et électriques, c'est-à-dire normalement aux faces ADEC, BFG, un dégagement électrique se produit sur les faces ABC, DFGE normales à l'axe électrique. Le dégagement électrique est de signe contraire de celui qu'aurait donné une compression dans le sens de l'axe électrique ; il est donné par la formule

$$q = - K \frac{L}{e} f,$$

dans laquelle K est la même constante que précédemment

$$K = 6,32 \times 10^{-8}.$$

L est la longueur AB du parallélépipède dans la direction normale aux axes optiques et électriques.

e est la longueur de la dimension AD parallèle à l'axe électrique dans le parallélépipède.

Réciproquement, lorsque l'on établit une différence de potentiel entre les deux faces ABC, DFG, normales à l'axe électrique, le cristal tend à se dilater ou à se contracter dans la direction normale aux axes optiques et électriques. Les effets sont donnés par la formule

$$\delta = - K \frac{L}{e} V = - 6,32 \times 10^{-8} \frac{L}{e} V,$$

δ étant exprimé en centimètres et V en unités électrostatiques.

Ici le phénomène dépend de deux des dimensions du cristal et peut être considérablement amplifié en prenant une lame très mince dans le sens de l'axe électrique et très longue dans le sens normal aux axes optiques et électriques.

En résumé, lorsque l'on établit une différence de potentiel entre deux faces normales à l'axe électrique du parallélépipède de quartz, le parallélépipède se déforme ; l'axe optique conserve toujours une longueur invariable, mais les autres dimensions changent. Pour un certain sens de la tension, l'axe électrique se contracte et la direction normale aux axes optiques et électriques

se dilate. Pour une tension de sens inverse, l'axe électrique se dilate et l'autre direction se contracte.

Les phénomènes piézo-électrique et de dilatation électrique sont liés entre eux par une loi de réaction analogue à la loi de Lenz. Le sens du phénomène de dilatation est par conséquent en relation avec la forme cristalline du quartz. Le quartz se contracte suivant l'axe électrique lorsque la charge positive se trouve à l'extrémité de cet axe qui correspond à une arête du prisme hexagonal portant les facettes du ditrièdre.

Cette extrémité se charge au contraire d'électricité négative lorsque l'on comprime le cristal dans le sens de l'axe (1).

Recherches avec une presse et un manomètre piézo-électrique. — Nous avons d'abord cherché à mettre en évidence les phénomènes de dilatation dans la direction de l'axe électrique. Ces phénomènes sont extrêmement faibles, d'après ce que nous avons vu plus haut; on a, pour la dilatation δ exprimée en centimètres,

$$\delta = 6,32 \times 10^{-8} V;$$

pour $V = 1$, soit 300 volts environ, on a, pour δ en microns,

$$\delta = 0^{\mu},000632;$$

pour une différence de potentiel correspondant à une étincelle de 1^{mm}, $V = 14,8$, soit 4400 volts environ et l'on a, pour valeur correspondante de δ en microns,

$$\delta = 0^{\mu},00935,$$

c'est-à-dire environ $\frac{1}{100}$ de micron ou $\frac{1}{50}$ de longueur d'onde.

De pareilles dilatations seraient à peine visibles par la méthode des anneaux colorés et l'existence du phénomène eût été extrêmement difficile à mettre hors de doute par ce procédé. Nous avons employé une autre méthode qui peut être généralisée et

(1) Nous avons par une erreur de rédaction donné le sens inverse de celui-ci vis-à-vis des facettes du cristal dans le *Journal de Physique*, p. 245; 1882. Cette erreur ne se rencontre pas dans les publications antérieures faites par nous (*Bulletin de la Société Minéralogique*, 1880, et *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. XCI, p. 294).

qui donne une sensibilité extrême à toute constatation de dilatation dans un corps solide. Elle repose sur la remarque suivante : Supposons qu'un corps solide, un prisme de verre par exemple, ayant 1^{cm} de base, éprouve sous l'action d'un agent physique quelconque une variation égale à un millionième dans sa longueur, cette quantité sera difficilement constatable par un procédé direct. Mais, si l'on s'oppose d'une manière absolue à ce que cette variation de longueur se produise en maintenant les extrémités du prisme entre deux pièces invariables, l'action de l'agent physique sera d'accroître considérablement la pression : cet accroissement atteindra en effet 1^{kg} dans l'exemple que nous avons choisi.

Un manomètre sensible, permettant dans ces conditions de mesurer les variations de pression, sera aussi extrêmement sensible à l'action de l'agent physique en question.

Comme manomètre nous employons un quartz piézo-électrique relié au point de vue électrique avec un électromètre à quadrant. Voici comment ces expériences ont été disposées :

L'appareil est une presse formée de deux plaques massives en bronze unies par trois grosses colonnes qui font corps avec l'une des plaques, traversent l'autre et sont terminées par des vis munies d'écrous. A l'aide des écrous, on serre entre les deux plaques une pile d'objets placés les uns au-dessus des autres. Ces objets sont partagés en deux systèmes distincts presque identiques entre eux (voir *fig.* 2 théorique).

Le système inférieur sert uniquement à mesurer les variations de pression ; il se compose de trois lames de quartz (a, b, c) séparées par deux feuilles métalliques que l'on met en communication avec les quadrants d'un électromètre e qui accuse l'électricité dégagée par les variations de pression subies par les lames de quartz.

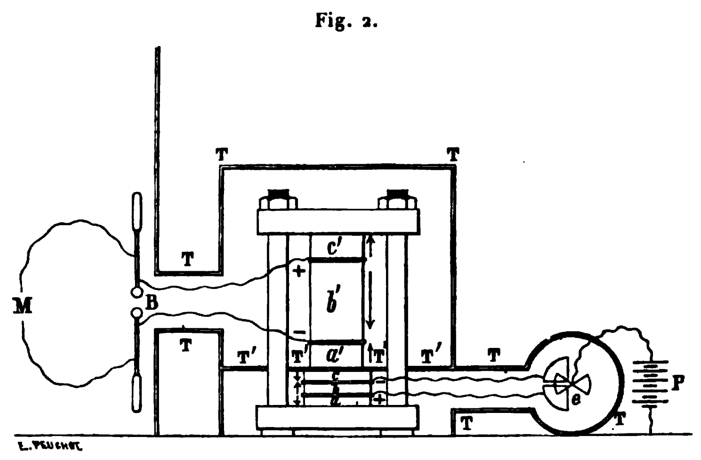
Ces trois lames sont taillées perpendiculairement à l'axe électrique ; mais la lame du milieu a été retournée et son axe est en sens inverse de celui des deux autres.

Dans ces conditions, il est facile de se rendre compte que, lors d'une variation de pression, les trois plaques concourront à charger d'électricités de signes contraires les deux feuilles métalliques intermédiaires.

Sur la figure, les flèches donnent le sens des axes des trois plaques.

Le système supérieur (a', b', c') est identique au précédent, seulement les deux plaques métalliques intermédiaires communiquent avec les deux pôles d'une machine de Holtz M. Les plaques de quartz sont aussi plus épaisses que celles du système inférieur, afin de pouvoir employer des potentiels assez élevés sans avoir d'étincelles.

Fig. 2.



Lorsque l'on élève l'une des plaques métalliques intermédiaires à un potentiel positif et l'autre à un potentiel négatif, les trois cristaux obéissant à la théorie dont nous avons parlé plus haut tendent à donner une contraction ou une dilatation du système supérieur. Ces déformations ne peuvent se produire librement lorsque la presse est serrée et il en résulte des variations de pression dans toute la colonne. Le système inférieur dégage alors de l'électricité, ce qui fait dévier l'électromètre.

Certaines précautions sont nécessaires pour mener à bien ces expériences ; il s'agit en effet de mesurer de très petites quantités d'électricité dégagées par le système inférieur en présence des tensions énormes d'une machine de Holtz, agissant sur le système supérieur ; le plus petit effet d'influence venant de la machine sur les pièces communiquant avec l'électromètre masquerait le phénomène que l'on veut étudier. Aussi les deux systèmes, celui qui sert à produire le phénomène et celui qui sert à le mesurer, sont-

ils séparés au point de vue électrique d'une façon parfaite. Ils sont chacun enfermés dans des enveloppes métalliques (T, T, T, ...) communiquant avec la terre.

Le système inférieur qui sert de manomètre est même situé complètement avec l'électromètre à l'intérieur d'une enceinte métallique. Le corps de la presse communique aussi métalliquement avec la terre.

Enfin une plaque de cuivre (T′T′T′T′) reliée à la terre se trouve pincée par son centre entre les deux systèmes de plaques de quartz, qu'elle sépare complètement au point de vue électrique. Cette plaque, plus large que la presse, n'intervient pas dans les phénomènes élastiques, parce que les colonnes la traversent sans la toucher par de larges trous ménagés à cet effet. Le raccord métallique parfait entre les colonnes et les plaques se fait à l'aide de feuilles d'étain flexibles. On peut toujours s'assurer que ces précautions sont efficaces : il suffit pour cela de faire l'expérience à blanc sans que les écrous soient serrés. Dans ces conditions, les tensions électriques établies dans le système supérieur ne doivent influencer en rien le système inférieur.

L'ensemble de l'appareil doit être parfaitement desséché. Sur la figure, P représente la pile de charge qui donne la sensibilité à l'électromètre.

Voici maintenant la marche d'une expérience :

On commence par serrer très fortement la presse, après avoir empilé au centre les pièces dont nous venons de parler. Cette pression énorme une fois établie, il se produit un tassement des pièces qui diminue la pression, et ce n'est guère qu'au bout d'une heure que, ce tassement étant complètement terminé, l'image de l'électromètre peut rester fixe au zéro.

On peut alors charger les plaques métalliques du système de lame supérieur avec la machine de Holtz. Les deux pôles de la machine sont reliés aux armatures d'une batterie de bouteilles de Leyde pour que la différence de potentiel s'établisse lentement et régulièrement. On a entre les deux pôles un micromètre à boules (B) qui permet de déduire le potentiel, au moment de la décharge, de la connaissance de la distance explosive.

Lorsqu'on fait tourner la machine, la différence de potentiel s'établit lentement, l'électromètre dévie également progressivement

et l'on note la déviation au moment où l'étincelle part entre les deux boules du micromètre. L'étincelle partie, l'image revient brusquement vers le o.

Le sens du phénomène est bien celui donné par la théorie, et les déviations de l'électromètre sont proportionnelles aux différences de potentiel de la batterie données par les distances explosives.

Voici un Tableau numérique vérifiant cette dernière conclusion :

Distances explosives en millimètres.	Déviations de l'électromètre Δ.	Différences de potentiel V.	$\frac{\Delta}{V}$.
1...........	21,5	14,8	1,45
2...........	38,7	25,6	1,51
3...........	54	36,1	1,49
4...........	69,5	45,7	1,52
5...........	84	55,1	1,52
6...........	105	65,3	1,60

Les explosions étaient obtenues entre des boules de 6^{cm} de diamètre et les nombres de la troisième colonne sont ceux donnés par M. Baille [1].

Mais la proportionnalité des déviations au potentiel est établie suivant nous d'une façon beaucoup plus rigoureuse par ce fait que l'on ne change pas la grandeur absolue de la déviation de l'électromètre en renversant les pôles de la machine de Holtz avec une même distance explosive. Il est en effet très probable que, s'il n'y avait pas proportionnalité, il y aurait en même temps une différence d'intensité dans les effets produits par les tensions électriques de sens inverses.

Nous n'avons malheureusement pu faire aucune mesure de la grandeur réelle des phénomènes, parce que les propriétés élastiques de l'appareil nous étaient absolument inconnues. En supposant que le quartz seul se comprime et que ce corps ait le même coefficient d'élasticité que le verre, on arrive par la théorie à des nombres qui sont de l'ordre de grandeur de ceux obtenus. Cette vérification est tout à fait grossière.

(1) BAILLE, *Ann. de Chim. et de Phys.*, 1882.

Nous avons répété ces expériences avec succès en opérant avec des prismes de tourmaline dont les bases étaient taillées perpendiculairement à l'axe électrique.

La sensibilité de l'appareil est extrême; elle dépend évidemment de la surface de base des cristaux employés, qui doit être aussi grande que possible, et de la hauteur de la colonne de cristaux, qui doit être aussi faible que possible. Avec des cristaux de quartz ayant 7^{cq} de surface de base et une colonne ayant une hauteur totale de $0^m,10$, la sensibilité était telle que la différence de potentiel correspondant à une distance explosive de 1^{mm} entre des boules de $0^m,06$ de diamètre donnait une déviation de $0^m,25$ de l'échelle. On pouvait apprécier dans ces conditions l'effet produit par une variation de potentiel 200 fois plus faible.

D'après la théorie, si les cristaux, au lieu de se trouver dans la presse, avaient été libres, ils se seraient seulement dilatés pour cette dernière variation de potentiel de $\frac{1}{10000}$ de micron environ.

Comme nous l'avons dit plus haut, cet appareil nous semble pouvoir être utilisé dans d'autres applications. On pourrait, par exemple, étudier avec des dilatations ou des contractions que les corps éprouvent sous l'influence du magnétisme. Il suffirait de remplacer dans la presse le système supérieur de lames de quartz par le corps que l'on voudrait étudier et de conserver toujours comme manomètre les lames inférieures communiquant avec l'électromètre (¹).

Mesures des dilatations électriques à l'aide d'un levier am-

(¹) Plusieurs personnes nous ont fait remarquer que l'on aurait pu remplacer le manomètre piézo-électrique qui nous a servi par un manomètre optique formé d'un parallélépipède de verre dont la biréfringence aurait varié sous l'influence de la pression. Cela est parfaitement exact, mais ce manomètre optique eût été incomparablement moins sensible que le manomètre piézo-électrique. En effet, d'après les travaux de Wertheim, la sensibilité du parallélépipède de verre ne dépend que de l'une des dimensions latérales, qui doit être aussi faible que possible; on n'eût pu prendre moins de 2^{cm} pour cette dimension sans compromettre la stabilité de la colonne comprimée dans la presse.

Une différence de marche d'une longueur d'onde aurait été alors produite par une pression de 320^{kg} et, en admettant que l'on puisse évaluer $\frac{1}{100}$ de frange au compensateur de Babinet, on aurait eu un manomètre sensible à 3^{kg} près.

Le manomètre piézo-électrique était environ 600 fois plus sensible et donnait des indications pour une pression de 5^{gr}.

plificateur et d'un microscope. — Dans la direction normale aux axes optiques et électriques les dilatations doivent dépendre, comme nous l'avons vu plus haut, des dimensions du cristal. Elles sont données par la formule

$$\delta = \mathrm{K}\frac{\mathrm{L}}{e}\mathrm{V}.$$

On voit qu'en prenant une lame longue et mince on peut espérer avoir des effets beaucoup plus sensibles que dans le cas de la dilatation dans le sens de l'axe électrique.

Pour la différence de potentiel correspondant à une distance explosive de 1^{mm} dans l'air avec $\frac{\mathrm{L}}{e} = 100$, on aurait pour la dilatation en microns $\delta = 0{,}935$, c'est-à-dire environ 1 micron ou deux longueurs d'onde. Il est certainement possible de mesurer de pareilles dilatations. L'appareil qui nous a servi se compose essentiellement d'un levier amplificateur et d'un microscope qui sert à mesurer les déplacements de l'extrémité du levier. La lame de quartz QQ (*fig.* 3), longue et mince, recouverte de deux feuilles

Fig. 3.

d'étain, était placée verticalement et maintenue fixe à la partie inférieure. L'axe électrique est horizontal et dirigé suivant l'épaisseur de la lame, et l'axe optique, également horizontal, est perpendiculaire au plan de la figure.

A la partie supérieure est fixée une pièce en cuivre terminée par un crochet.

Le levier amplificateur ABD est formé par une pièce en ébonite BD et par une longue aiguille AB, en carton très mince, munie d'un contrefort.

Dans la pièce d'ébonite sont enchâssés deux couteaux : le premier *c* repose sur un plan fixe, comme un couteau de balance ; le second, placé en sens inverse, s'appuie de bas en haut sur le crochet situé à l'extrémité de la lame de quartz.

A l'extrémité de l'aiguille est collée une lame de verre *v* sur laquelle on a fixé à la gomme une petite toile d'araignée. Le microscope, placé horizontalement, est braqué sur cette lame de verre et, quel que soit l'endroit mis au point, on trouve toujours dans la toile d'araignée des repères délicats.

Les déviations sont lues à l'aide d'un micromètre oculaire qui a été préalablement comparé avec un micromètre au $\frac{1}{100}$ de millimètre placé sous l'objectif.

La distance des arêtes des deux couteaux est de 8^{mm}. La longueur de l'aiguille a varié de 30^{cm} à 60^{cm}. Pour faire une mesure, on établit la communication des deux feuilles d'étain avec une machine de Holtz, une batterie et un micromètre à boule. On fait marcher la machine ; le potentiel et le déplacement de l'aiguille se font lentement et l'on note la déviation au micromètre au moment où part l'étincelle.

Les vérifications de la théorie se font bien quant au sens et à la proportionnalité des déplacements aux potentiels ; cependant cette dernière vérification est peu précise, étant donnée la petitesse de l'échelle dont on dispose avec un micromètre oculaire.

Quant aux vérifications numériques, une complication résulte des dispositions expérimentales qu'il est nécessaire de prendre pour pouvoir opérer aux potentiels élevés d'une machine de Holtz, sans que l'étincelle passe d'une face à l'autre des lames de quartz en contournant la surface. Les expériences ont porté sur trois lames différentes ; les deux premières furent recouvertes d'une mince couche d'arcanson, la troisième placée entre deux lames de mica et extrêmement mince, noyée dans le baume. De plus, l'étain des trois lames n'arrivait pas tout à fait jusqu'au bord.

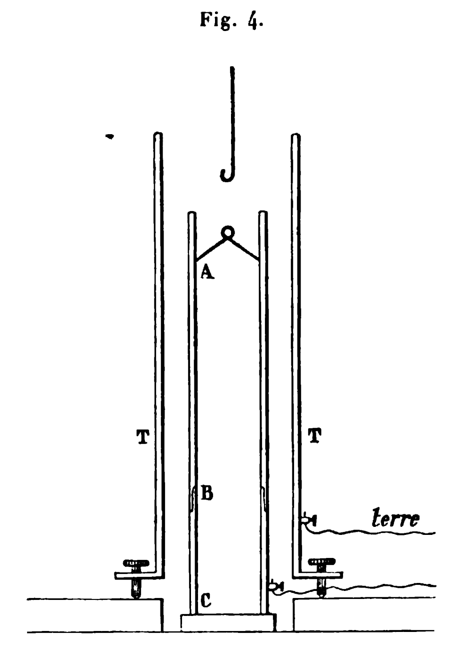
Dans ces conditions il n'est guère possible d'évaluer les pertes probables dans les effets produits et de calculer la dilatation d'après l'épaisseur de la lame, la longueur de l'étain utilisé et la valeur connue de la constante piézo-électrique.

Mais la théorie de M. Lippmann s'applique en particulier à chaque lame toute montée, et il suffit de déterminer la grandeur des phénomènes piézo-électriques de chaque lame, sans s'occuper des dimensions, pour pouvoir calculer les dilatations électriques correspondantes.

La grandeur des phénomènes piézo-électriques est déterminée en cherchant la traction nécessaire pour charger un condensateur de capacité connue au potentiel d'un daniell avec une des lames. Pour cela, la lame toute montée étant retournée le crochet en bas, on suspend directement à celui-ci les poids nécessaires pour obtenir le dégagement désiré.

Le condensateur absolu qui sert dans ces expériences est un condensateur cylindrique. Le cylindre intérieur ABC (*fig.* 4) se

Fig. 4.



compose de deux parties s'emboîtant en B l'une dans l'autre. On fait une première expérience avec les deux parties, puis une seconde en supprimant la portion supérieure, et la différence des deux mesures doit correspondre à une capacité que l'on peut calculer d'après les dimensions de la partie mobile, comme si elle faisait partie d'un cylindre indéfini.

L'erreur provenant de l'extrémité libre est la même dans les deux expériences et disparaît dans la différence.

Voici les dimensions de ce condensateur :

	cm
Longueur de la partie mobile....................	20,06
Rayon extérieur du petit cylindre...........	6,603
Rayon intérieur du grand cylindre...............	8,070
D'où capacité calculée de la partie mobile....	C = 49,99 (¹)

Voici maintenant les résultats obtenus pour les trois lames de quartz :

	Lame. I.	Lame. II.	Lame. III.
Longueur de l'étain utilisé approximativement....	2,8 cm	4,0	4,0
Épaisseur..................................	0,24	0,065	0,112
Traction nécessaire pour charger une capacité de 50cm à la tension d'un daniell..................	258gr	48,5	78,0
D'où une traction de 1 dyne dégageant une quantité absolue d'électricité égale à (²)...............	$7,39 \times 10^{-7}$	$39,3 \times 10^{-7}$	$22,3 \times 10^{-7}$
D'où dilatation calculée pour l'unité de différence de potentiel..................................	$7,39 \times 10^{-7}$	$39,3 \times 10^{-7}$	$22,3 \times 10^{-7}$
D'où dilatation calculée en millimètres pour une différence de potentiel égale à 14,8 (³), correspondant à une étincelle de 1mm dans l'air entre boules de 6cm de diamètre...........................	»	0,00058	0,000330
Idem, pour une différence de potentiel de 65,2 (étincelle de 6mm)...........................	0,00048	»	»
Déplacement de l'extrémité du levier exprimée en divisions du micromètre oculaire pour tension de 1mm étincelle.............................	»	6,70	6,70
Déplacement pour tension de 6mm...............	5,0	»	»
Une division du micromètre oculaire vaut en millimètres sans l'objectif..........................	0,00413	0,00413	0,00361
Déplacement en millimètres de l'extrémité du levier..	0,0206	0,0276	0,0242
Rapports des bras de levier.....................	40,8	46,5	77,3
D'où dilatation mesurée de la lame,.............	0,00050	0,00061	0,000313

(¹) Ce même condensateur nous avait servi à déterminer la constante piézo-électrique du quartz. Dans des expériences récentes, faites avec un condensateur plan à anneau de garde, beaucoup plus parfait, nous avons eu la satisfaction de retrouver presque exactement le même nombre pour cette constante piézo-électrique.

(²) En prenant 0,00374 pour tension absolue de 1 daniell.

(³) D'après les mesures de M. Baille (*Ann. de Chim. et de Phys.*).

On a donc

	Lames.		
	I.	II.	III.
Dilatations mesurées...............	0,00050	0,00061	0,000313
Dilatations calculées...............	0,00048	0,00058	0,000330
Différences pour 100..........	$+\frac{1}{25}$	$+\frac{1}{26}$	$-\frac{1}{19}$

Ces résultats doivent être considérés comme satisfaisants ; les différences dépassent à peine les erreurs de lecture au micromètre oculaire.

Nous avons acquis la conviction, durant cette étude, que les phénomènes piézo-électriques et de dilatation électrique doivent être classés parmi les plus réguliers et que les mesures qui s'y rapportent pourraient utilement atteindre une précision très supérieure à celles dont nous disposions avec les appareils que nous venons de décrire.

Expériences avec deux lames de quartz accolées, électromètre à bilame de quartz. — Nous sommes parvenus à rendre beaucoup plus sensibles les effets produits par les dilatations électriques en usant d'un artifice analogue à celui qui sert de base au thermomètre métallique de Bréguet.

Les effets obtenus doivent encore ici être attribués aux forces élastiques qui entrent en jeu lorsqu'on s'oppose à la libre dilatation des lames.

Deux plaques de quartz sont taillées parallèlement dans un même bloc de quartz et normalement à un axe électrique ; leur contour a la forme d'un rectangle allongé.

La largeur des plaques (petit côté du rectangle) est parallèle à l'axe optique et la longueur est normale à la fois aux axes optiques et électriques. Les deux plaques identiques entre elles sont amincies ensemble au tour d'optique jusqu'à ce qu'elles soient réduites à l'état de lames n'ayant que quelques centièmes de millimètre d'épaisseur ; puis ces lames sont collées l'une sur l'autre au baume de Canada.

On a eu soin, avant de faire cette dernière opération, de retourner une des lames face pour face, si bien que les axes électriques (dirigés suivant l'épaisseur) sont de sens inverse dans les deux lames. On obtient ainsi une bilame dont on argente les faces extérieures.

Si l'on établit maintenant une différence de potentiel entre les deux faces argentées, l'une des lames tend à s'allonger dans le sens de sa longueur, l'autre tend à se raccourcir. Comme elles sont collées l'une sur l'autre, la bilame se courbe et la convexité se trouve du côté de la lame qui s'allonge.

Pour observer ce phénomène, nous fixons une des extrémités de la bilame et nous regardons le déplacement de l'autre à l'aide d'un microscope. Le déplacement peut encore être amplifié en fixant à cette extrémité une aiguille longue et légère.

On peut aussi observer la flexion à l'aide d'un petit miroir collé au bout de la bilame.

Avec des lames minces et longues et une tension électrique suffisante, la flexion est visible à l'œil nu.

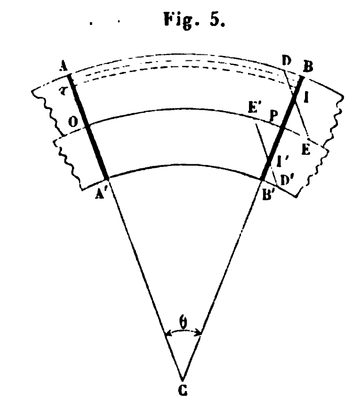
On peut encore réaliser une bilame susceptible de se courber sous les actions électriques en collant l'une contre l'autre les deux lames sans retourner l'une d'elles, mais en ayant soin d'argenter aussi les faces des lames en contact avant de les coller; on a ainsi une bilame présentant trois couches d'argent, une intérieure et deux extérieures. Ces deux dernières sont reliées entre elles et à la terre au point de vue électrique. On porte au contraire la surface argentée située entre les deux lames à un certain potentiel. Dans cette expérience les axes électriques sont de même sens dans les deux lames, mais les champs électriques auxquels elles sont soumises sont de sens inverses. L'effet est le même que précédemment : l'une des lames se dilate, l'autre se contracte et la bilame se courbe. Cette disposition est même préférable à la première; car, pour les mêmes lames et la même tension, on a deux fois plus de sensibilité.

Il est facile d'analyser ce qui se passe dans la bilame si l'on ne cherche qu'une première approximation. Désignons par L la longueur commune des deux lames de quartz. Si chacune d'elles était entièrement libre, il y aurait, lorsqu'on les place dans un champ électrique, un allongement δ de la première et une contraction δ de la seconde, si bien que les longueurs des deux lames différeraient entre elles de 2δ; mais, comme les lames ne sont pas libres, il n'en est pas ainsi et la bilame se courbe dans l'action des forces élastiques.

La *fig.* 5 représente une coupe longitudinale et normale aux faces d'une portion de la bilame AA'BB'.

Nous supposerons que, lorsque les filets parallèles à la longueur de la bilame se courbent, les sections qui leur sont normales au début leur restent toujours normales pendant la flexion (cette

Fig. 5.



condition est nécessaire si la lame est très longue par rapport à l'épaisseur).

Soient

AA' une section normale aux filets longitudinaux;
BB' une section normale infiniment voisine de la première;
l la distance comptée sur le filet médian entre les deux sections;
R le rayon de courbure de la bilame.

Si les filets longitudinaux compris entre OA et PB étaient soustraits aux forces élastiques longitudinales et libres de se contracter ou de se dilater en conservant leur courbure, et si à l'un des bouts les extrémités de ces filets étaient maintenues fixes dans le plan OA, les autres extrémités à l'autre bout viendraient toutes se placer dans un même plan DE parallèle à OA.

Les distances comptées le long de chaque filet entre BP et DE permettent de calculer pour chaque filet la grandeur de l'effort mécanique qu'il exerce pendant la flexion.

De même les filets compris entre OA' et PB' viendraient aboutir dans le plan E'D' parallèle à OA' s'ils étaient soustraits aux efforts mécaniques.

Soient I et I' les traces des intersections des plans DE, PB d'une part et D'E', B'P d'autre part.

Si les lignes I et I′ sont dans l'intérieur des lames, les filets venant aboutir en I et I′ n'exerceront aucun effort mécanique. Dans le cas contraire, tous les filets exerceront un certain effort longitudinal.

La portion située à gauche du plan AA′ est en équilibre sous l'action des forces élastiques normales agissant à travers le plan AA′; donc :

1° La somme des forces élastiques normales au plan AB est nulle et l'on a Σ forces élastiques sur OA = Σ forces élastiques sur OA′.

Si les points I et I′ sont à une même distance a de chaque côté de la surface OP de séparation des deux lames, il est manifeste (en supposant la flexion très faible et en négligeant les quantités du second ordre) que les filets de chacune des lames se correspondent deux à deux symétriquement et donnent des efforts égaux et de signes contraires.

Donc l'égalité ci-dessus est satisfaite dans ce cas et dans ce cas seulement.

On a donc

$$\mathrm{PI} = \mathrm{PI}' = a.$$

2° La somme des moments des forces élastiques s'exerçant sur AA′ par rapport à un axe passant par O et normale au plan de la figure doit être nulle.

Soit x la distance variable Ox d'un filet dx à la surface médiane OP. Deux tranches d'épaisseur dx, situées à des distances $+x$ et $-x$ du plan médian OP, ont des moments égaux et de même signe. Il en résulte que la somme des moments des forces élastiques correspondant à chacune des deux lames doit être nulle séparément.

Désignons par e l'épaisseur d'une des lames, par l la longueur moyenne des filets, par θ l'angle des deux plans AA′ et BB′, par E le coefficient d'élasticité du quartz dans la direction considérée, la dilatation due aux forces élastiques d'un filet par unité de longueur étant

$$\frac{\theta(x-a)}{b}.$$

On a

$$\frac{\mathrm{E}\theta}{l}\int_0^e x(a-x)\,dx = 0 \qquad \text{ou} \qquad \frac{ae^2}{2} - \frac{e^3}{3} = 0.$$

soit

$$a = \frac{2}{3} e.$$

Ainsi les points I et I′ sont situés dans l'intérieur des lames aux deux tiers de l'épaisseur de chacune d'elles à partir du plan de séparation.

Les tranches situées aux deux tiers de l'épaisseur de chaque lame ne sont soumises à aucune force élastique; elles ont donc leurs longueurs normales $(L + \delta)$ et $(L - \delta)$; sous l'action des champs électriques, on a

$$\frac{R - \frac{2}{3} e}{R + \frac{2}{3} e} = \frac{L - \delta}{L + \delta} \qquad \text{ou} \qquad \frac{1}{R} = \frac{3}{2} \frac{\delta}{eK}.$$

La courbure est la même partout; on voit qu'elle est indépendante de la grandeur du coefficient d'élasticité de la substance.

Supposons que nous soyons dans le cas d'une bilame à argenture intérieure où la tension est au centre; on a

$$\delta = K \frac{L}{e} V,$$

V étant la différence de potentiel entre les deux faces de la bilame; on a donc

$$\frac{1}{R} = \frac{3}{2} \frac{KV}{e^2}.$$

La courbure totale α, c'est-à-dire l'angle dont tournerait un miroir placé à l'extrémité de la lame, lorsqu'on établit la différence de potentiel, est donnée par

$$\alpha = \frac{3}{2} K \frac{L}{e^2} V,$$

et le déplacement latéral z de l'extrémité de la lame

$$z = \frac{3}{4} K \frac{L^2}{e^2} V.$$

Enfin, si l'on ajoute une aiguille de longueur λ à l'extrémité de la lame, cette aiguille tournera autour d'un point fixe situé à la moitié de la longueur de la lame : on aura, pour le déplacement z

de l'extrémité de l'aiguille,

$$z' = \frac{\lambda + \frac{L}{2}}{\frac{L}{2}} \cdot \frac{3}{4} K \frac{L^2}{e^2} V,$$

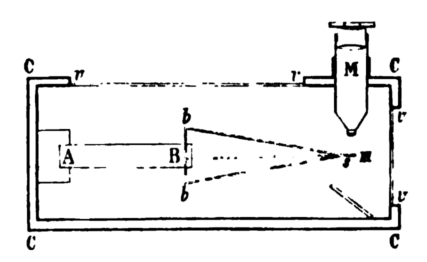
avec $K = 6,32 \times 10^{-8}$.

On voit qu'il est possible de prévoir d'avance la sensibilité d'un électromètre basé sur ce principe et qu'on pourra proportionner l'épaisseur de la lame à la sensibilité que l'on désire atteindre.

La formule qui précède ne donne qu'une première approximation. Elle est imparfaite au point de vue élastique et aussi au point de vue électrique. Nous avons négligé, par exemple, l'électricité répartie en volume dans l'intérieur des lames. Celles-ci étant en effet soumises à des déformations graduées, il en résulte une certaine densité en volume d'électricité dégagée à cause des propriétés piézo-électriques de la substance. Cette électricité doit réagir pour modifier légèrement l'intensité du champ et les formules précédentes ne doivent pas être absolument exactes.

Les *fig.* 6 et 7 donnent une coupe verticale et une coupe horizontale de l'instrument que nous avons réalisé sur le principe que nous venons de décrire.

Fig. 6.



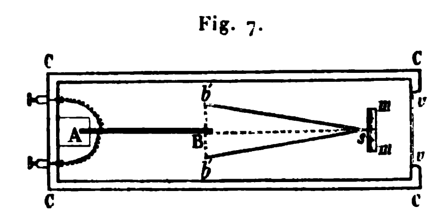
La bilame AB maintenue fixe en A est située dans une boîte (CCCC) portant deux vitres *vvvv*.

L'aiguille (*bbs*, *b'b's*) sert à amplifier le déplacement de l'extrémité de la bilame; elle est formée d'une charpente en fils de verre disposés suivant les arêtes d'une pyramide quadrangulaire; cette disposition la rend à la fois très légère et très rigide. L'aiguille collée en B à la bilame soutient à l'autre extrémité, en *s*, un micromètre (*mm*) au $\frac{1}{30}$ de millimètre. Ce micromètre est obtenu par un procédé photographique, il possède des traits et des chiffres.

Le microscope fixe M, muni d'un réticule, permet de lire sur le micromètre les déviations.

L'instrument est toujours destiné à mesurer des potentiels élevés. La sensibilité, comme nous l'avons vu, dépend de l'épaisseur de la bilame. Nous avons mis à contribution le grand talent d'opticien de M. Werlein, qui est parvenu à construire des bilames ayant $\frac{1}{15}$ de millimètre d'épaisseur (soit $\frac{1}{30}$ de millimètre pour chaque lame) avec 8cm de longueur.

Fig. 7.



Pour rester dans des conditions pratiques, il faut se contenter de bilames ayant au moins $\frac{1}{8}$ de millimètre d'épaisseur. On obtient alors des instruments sensibles à 5 volts près et pouvant servir jusque vers 1000 ou 1500 volts.

On réalise aussi avec des bilames ayant 1mm d'épaisseur des électromètres pouvant servir à mesurer, à 200 volts près, des tensions de 50000 volts.

La première sensibilité est appropriée à la mesure des différences de potentiel des batteries de piles, des batteries d'accumulateurs, des machines dynamos à courants continus.

La deuxième sensibilité est appropriée à la mesure des potentiels élevés donnés par les machines électrostatiques.

Les lectures sont très rapides et l'isolement est très bon, grâce à une particularité des propriétés conductrices du quartz; l'un de nous a montré en effet que le quartz, qui présente une conductibilité très notable dans le sens de l'axe optique, ne conduit pas l'électricité dans le sens normal à l'axe.

SÉANCE DU 15 JUIN 1888.

PRÉSIDENCE DE M. DE ROMILLY.

La séance est ouverte à 8 heures et demie.
Le procès-verbal de la séance du 1er juin est lu et adopté.

Sont élus membres de la Société :

MM. BARDEL, Libraire à Evreux.
DROUIN (Félix), à Mauperthuis, par Saints.
JOLY, Commandant du Génie, attaché à l'État-Major.

M. le PRÉSIDENT, au nom de ses Collègues, remercie M. POPP de l'intéressante visite qu'il leur a fait faire à son usine, le jeudi 7 juin.

M. le Dr LEROY appelle l'attention de la Société sur une relation qui existe entre le pouvoir séparateur d'un objectif de microscope et la diffraction du réseau le plus fin que cet objectif puisse résoudre.

Quand on place un réseau sur le porte-objet d'un microscope, on peut voir à la loupe, dans le plan du cercle oculaire, ou à l'œil nu si on enlève l'oculaire et qu'on regarde directement l'objectif, une série de spectres de diffraction. Si l'on rétrécit graduellement l'ouverture de l'objectif, on constate que ces spectres disparaissent successivement, en commençant par ceux qui sont de l'ordre le plus élevé, et qu'après la disparition des spectres de premier ordre l'instrument ne fournit plus du réseau qu'une image d'aspect uniforme dans laquelle les détails ne sont plus perceptibles. Le professeur Abbe, d'Iéna, a énoncé cette loi que : *Pour qu'un objectif résolve un réseau donné, il faut que son ouverture soit assez grande pour admettre au moins les deux spectres de premier ordre,* et il a fondé sur cette proposition une prétendue *théorie nouvelle* du microscope, qui a été fort goûtée à l'étranger.

Or, si l'on appelle :

$2r$ le diamètre du diaphragme fictif limité par les cônes d'incidence et d'émergence des rayons qui traversent l'objectif;
λ la longueur d'onde de la lumière;
f la distance d'un objet au diaphragme;
$2d$ la distance minima de deux points dont l'objectif puisse séparer les images,

l'application de la théorie de la diffraction dans les instruments d'Optique, telle qu'elle a été développée par M. André, conduit à la relation

$$2d = \frac{3,8}{\pi}\frac{f}{r}\lambda;$$

il en résulte pour la différence de marche δ des rayons partis des deux

points considérés et tombant sur le bord de l'objectif, dont l'angle d'ouverture sera désigné par 2ω, l'expression

$$\delta = 1,2096\,\lambda \cos\omega.$$

Cette relation donne le rang du spectre le plus voisin du bord du diaphragme quand les dimensions du réseau sont celles du réseau limite dont on puisse percevoir les détails; δ est égal à λ pour

$$\omega = 34^\circ 14' 10'',$$

de sorte que, pour toute ouverture plus petite, il y a deux spectres, et deux seulement, dans le champ de l'instrument, ce qui est conforme à la proposition de M. Abbe. Mais pour les ouvertures plus grandes, δ étant plus petit, il n'y a plus aucun spectre, et cependant le réseau peut être résolu; toutefois, il arrivera souvent, et c'est vraisemblablement ce qui s'est produit dans les observations de M. Abbe, que les imperfections d'aplanétisme des objectifs à grande ouverture ôteront alors toute netteté aux images. Il n'est donc pas nécessaire d'invoquer des causes nouvelles pour expliquer les apparences observées.

M. Cornu complète la théorie qu'il a précédemment exposée sur la synchronisation des systèmes oscillants (*voir* les Communications du 17 juin 1887 et du 3 février 1888). Cette théorie conduit aux expressions suivantes de la phase γ et de l'amplitude ρ d'une oscillation synchronisée :

$$\tang\gamma = \frac{2\pi}{\alpha T}\,\frac{\Theta - T}{\Theta}, \qquad \rho = \frac{u}{\alpha\Theta}\cos\gamma.$$

Il y a lieu de rechercher quelles sont les valeurs de la phase et du coefficient d'amortissement α qui assureront le mieux la stabilité du régime.

Des perturbations peuvent être produites soit par des variations de $\Theta - T$, soit par des variations de la force synchronisante u.

Les premières ne peuvent être que très lentes; elles auront peu d'influence si α est assez grand pour que $\tang\gamma$ soit toujours très petit.

Les variations de u, produites en général dans des circuits électriques, pourront être quelquefois brusques et irrégulières; elles n'ont pas d'influence sur la phase limite, mais elles introduisent un régime variable périodique plus ou moins long, figuré par une spirale logarithmique dont le point asymptotique est sur le même rayon vecteur que le point figuratif primitif. Or on démontre facilement que le temps nécessaire pour réduire à une fraction donnée l'erreur périodique de la phase pendant ce régime variable est, toutes choses égales d'ailleurs, en raison inverse de α, et la seule inspection de la spirale logarithmique, dont l'angle est précisément γ, montre que l'erreur maxima à craindre sur la phase est d'autant plus faible que γ est plus petit.

Il y a donc avantage, dans tous les cas, à faire γ le plus petit possible, et l'on peut y arriver :

1° En donnant au coefficient d'amortissement la plus grande valeur compatible avec les conditions expérimentales;

2° En observant au téléphone l'époque du courant synchronisant, et agissant sur T de manière à rapprocher autant que possible cette époque du passage par la position d'équilibre.

Dans ces conditions, il n'y a plus d'erreur périodique à craindre dans le régime variable, et le réglage peut être appelé *apériodique*.

L'expression de γ montre encore que, pour une valeur déterminée de u, la condition $\gamma = 0$ donne le maximum d'amplitude; la synchronisation sera donc obtenue avec le minimum de courant et, par suite, de dépense.

Enfin, le réglage proposé offre l'avantage :

1° De ne pas dérégler l'appareil pour le synchroniser, puisqu'on peut agir séparément sur la phase et sur l'amplitude;

2° De fournir un contrôle incessant du réglage et un moyen simple pour le rétablir s'il vient à varier.

M. Cornu termine en projetant, avec le concours de M. Pellin, des photographies d'indicatrices de synchronisation obtenues automatiquement et correspondant à de très faibles valeurs de γ : la spirale logarithmique est alors sensiblement réduite à une ligne droite, ce qui met bien en évidence l'apériodicité du réglage.

Démonstration d'une relation simple existant entre le pouvoir séparateur d'un objectif aplanétique du microscope et la diffraction du réseau le plus fin que cet objectif puisse résoudre ; par M. le Dr C.-J.-A. Leroy.

Quand on met sur la platine du microscope un objet à structure fine et régulière comme les test-objets choisis parmi les diatomées, les réseaux, etc., si l'on arme l'œil d'une bonne loupe, on voit dans le plan de l'anneau oculaire les spectres de diffraction caractéristiques de cet objet. Dans le cas d'un réseau, on apercevra un nombre de spectres plus ou moins considérable, spectres de premier ordre, de deuxième ordre, de troisième ordre, etc., suivant que les dimensions de l'anneau oculaire seront plus ou moins considérables. Ce qui se passe dans l'anneau oculaire étant l'image de ce qui existe dans le plan de l'ouverture de l'objectif, le même phénomène est visible si, enlevant l'oculaire, on regarde directement dans le tube l'ouverture de l'objectif. Or, si l'on rétrécit graduellement l'ouverture de l'objectif par des diaphragmes placés au-dessus de la dernière lentille, on constate le fait suivant : Tant

que les spectres de premier ordre sont visibles (deux spectres dans le cas du réseau), si l'objectif est de bonne qualité, les détails du réseau sont nettement perceptibles; mais, quand l'ouverture de l'objectif n'admet plus ces deux spectres, les détails se fondent dans une plage plus ou moins uniforme. Le professeur Abbe, d'Iéna, qui a fait une étude détaillée de cette relation, a été amené à formuler cette loi expérimentale générale : « *Pour qu'un objectif résolve un réseau donné, il faut que son ouverture soit assez grande pour admettre au moins deux spectres du réseau* (1). »

M. Abbe a pensé que cette relation n'avait rien à voir avec la diffraction des bords de l'ouverture, et qu'elle était l'expression d'une fonction spéciale de l'ouverture angulaire de l'objectif, fonction qu'il a désignée sous le nom de « *fonction spécifique de l'ouverture* ». Partant de là, il a édifié une « nouvelle théorie » de la vision au microscope, qui est devenue classique pour beaucoup d'auteurs étrangers : cette théorie a été l'objet de louanges hyperboliques dont on trouve l'expression dans les Traités les plus récents. La lecture du Mémoire d'Abbe ne m'a au contraire suggéré qu'un profond sentiment de méfiance; mais, le fait expérimental qui en est la base étant exact, il fallait, pour réduire cette théorie à sa juste valeur, montrer comment cette relation se relie aux faits connus. Je montre *qu'elle est une conséquence immédiate de la diffraction par les bords du diaphragme qui limite l'ouverture de l'objectif;* que, par suite, la *fonction spécifique de l'ouverture d'Abbe n'est autre que la diffraction par les bords de l'ouverture.*

Supposons donc l'objectif aplanétique : je calcule le pouvoir séparateur en utilisant les données consignées dans la thèse de M. André *Sur la diffraction dans les instruments d'Optique* (Paris, 1876, Gauthier-Villars); comme M. André a limité en fait son étude au cas des instruments d'Astronomie, on voit comment la théorie générale s'applique également au microscope. La première différence tient à l'épaisseur énorme des objectifs du microscope, ce qui fait que la position du diaphragme théorique est plus ou moins indéterminée ; je le place à l'intersection des

---

(1) Le Mémoire l'Abbe publié en 1873 a été reproduit en français dans le *Journal de micrographie* de Pelletan, t. I; 1879.

rayons incidents et émergents qui se correspondent; c'est le diaphragme théorique d'ouverture circulaire, dont le rayon est r, qui sera l'origine des distances f de l'objet et f' de son image.

Dans les instruments d'Astronomie, l'onde incidente venant de l'infini est plane; au contraire, dans le microscope, venant d'un point très rapproché, elle est une sphère de court rayon; cette circonstance introduit une difficulté pour la détermination du point où l'axe secondaire relatif à des points plus ou moins distants de l'axe principal de l'objectif coupe cet axe principal; mais, comme on n'envisage ici que des points infiniment voisins de l'axe principal, on peut, sans erreur sensible, admettre que ce point d'intersection se trouve dans le plan du diaphragme théorique. Dès lors la théorie s'applique sans aucune restriction.

L'image d'un point P se composera d'une tache centrale brillante entourée d'anneaux alternativement brillants et obscurs; on admet depuis Herschel, Foucault, etc., que deux points P et P_1 cesseront de pouvoir être distingués quand les taches centrales de leurs images P' et P'_1 seront en contact. Ce moment définit le pouvoir séparateur de l'objectif.

En désignant par $2d'$ la distance des centres des taches centrales relatives à P et à P'_1, à ce moment on a

$$2d' = \frac{3{,}8}{\pi}\lambda\frac{f'}{r},$$

3,8 étant la valeur d'un certain coefficient n qui correspond à la valeur de d' pour les bords de la tache centrale.

Si $2d$ est la distance PP_1 correspondante, on a

$$\frac{2d}{2d'} = \frac{f}{f'},$$

ce qui donne, pour la distance des deux traits du plus fin réseau que puisse résoudre l'objectif,

$$(1) \qquad 2d = \frac{3{,}8}{\pi}\frac{\lambda f}{r}.$$

D'autre part, la différence de marche δ des rayons provenant de P et P_1 au moment où ils atteignent le bord du diaphragme, est

$$\delta = \frac{2dr}{f\sqrt{1+\frac{r^2}{f^2}}}$$

ou, en remplaçant $2d$ par sa valeur tirée de (1),

$$\delta = \frac{3,8}{\pi} \frac{\lambda}{\sqrt{1+\frac{r^2}{f^2}}},$$

et, enfin, si l'on remplace π par sa valeur 3,1416 et si l'on désigne par ω la demi-ouverture angulaire de l'objectif $\left(\operatorname{tang}\omega = \frac{r}{f}\right)$, il vient

$$(2) \qquad \delta = 1,2096 \cos\omega\lambda.$$

Cette relation donnera le rang du spectre le plus voisin du bord du diaphragme quand les dimensions du réseau sont celles du réseau limite dont on puisse percevoir les détails.

Pour $\omega_1 = 34^\circ 14' 10''$,

$$\delta_1 = 2\frac{\lambda}{2}.$$

1° Tant que l'ouverture angulaire de l'objectif est inférieure à $2\omega_1$, on a

$$2\frac{\lambda}{2} < \delta < 3\frac{\lambda}{2}.$$

Dans ce cas, il y a un spectre entre le centre de l'ouverture et le bord, et, par conséquent, deux dans le champ entier et pas plus. C'est précisément la proposition d'Abbe.

2° Mais, quand l'ouverture est supérieure à $2\omega_1$, on a

$$\delta < 2\frac{\lambda}{2},$$

c'est-à-dire qu'aucun spectre n'existe dans le champ de l'ouverture ; dans ce cas, la *proposition d'Abbe n'est plus vraie; il peut y avoir résolution alors même que l'ouverture cesse d'admettre les deux spectres du premier ordre.*

Si, dans ce dernier cas, M. Abbe, qui a certainement expérimenté des objectifs d'ouverture supérieure à $2\omega_1$, a trouvé que sa règle s'appliquait encore, ce résultat s'explique par les imperfections de l'aplanétisme inséparables de ces grandes ouvertures. En effet, ces imperfections ont pour résultat de produire un écart précisément dans le sens des résultats constatés, ainsi qu'il est aisé de s'en rendre compte.

Parmi les nombreuses conséquences que M. Abbe a tirées de sa prétendue nouvelle théorie, il en est une à relever : de ce fait que toujours deux spectres au moins semblaient nécessaires pour que les détails fussent perceptibles, cet observateur a tiré cette conclusion que deux pinceaux de diffraction au moins étaient nécessaires à la perception des détails d'une image, laquelle sans cela était *vide*. Cette proposition est évidemment inexacte, parce que la théorie montre que cette condition n'est pas nécessaire si l'on opère avec des objectifs d'angle supérieur à $2\omega_1$, pourvu que ceux-ci soient bien exactement aplanétiques. Or on sait que, pour ces grandes ouvertures, l'aplanétisme absolu est impossible à réaliser; pour ce motif, la confirmation de la théorie pour ce cas particulier est impossible à fournir; du moins il semble en être ainsi jusqu'à plus ample informé. Pour M. Abbe, les deux qualités que les microscopistes reconnaissent aux objectifs, pouvoir délimitant des contours et pouvoir résolvant, s'expliqueraient en ce sens que le premier pouvoir serait fonction des rayons considérés au point de vue géométrique et le second serait fonction des pinceaux de diffraction ou de la fonction spécifique de l'ouverture. Rien n'est moins démontré, d'après ce que nous avons exposé, que ces singulières propositions qui doivent être classées dans le domaine des spéculations non justifiées.

Note additionnelle. — Au moment où je présentais cette Communication j'ai fait l'expérience suivante. Étudiant le pouvoir séparateur d'une longue-vue d'un type très répandu dans le commerce (longueur focale de l'objectif 445^{mm}, diamètre 40^{mm}), le pouvoir séparateur de l'objectif étant par suite de $7''$ d'après la formule, je m'attendais à trouver un pouvoir séparateur moindre. Or c'est le contraire qui est arrivé.

Employant comme objet un micromètre au $\frac{1}{10}$ de millimètre tracé sur verre et éclairé par transparence au moyen d'une bougie, j'ai obtenu les pouvoirs réels suivants :

1° Si les traits du micromètre étaient assez espacés pour qu'on pût les compter depuis un jusqu'à cinq le pouvoir a été

$$7'' \times \frac{3}{4} = 5'',25.$$

2° Si les traits étaient très nets, mais trop élevés pour qu'ils pussent être comptés de un à cinq, le pouvoir était

$$7'' \times \frac{3}{4,6} = 4'',6.$$

3° Enfin le pouvoir séparateur limite, pris au moment limite où l'aspect était celui d'une plage sillonnée de stries, a été de

$$7'' \times \frac{3}{5,1} = 4'',1.$$

Une autre lunette du même type, prise dans les ateliers de M. Lütz, dont le pouvoir théorique était de 7″ également, m'a donné comme pouvoir limite

$$7'' \times \frac{3}{5} = 4'',25.$$

La raison de cette différence si marquée en faveur du pouvoir séparateur réel doit être cherchée dans les propriétés de la rétine. L'imperfection de la sensibilité de cette membrane produit le même effet que si le diamètre de la tache centrale était réduit, mais le coefficient de réduction n'est pas une constante : il est fonction de l'intensité de l'éclairage; je n'insiste pas davantage sur cette question, que j'ai déjà traitée ailleurs [1].

Sur le réglage des divers éléments du disposif synchronisateur des horloges de précision; par M. A. Cornu.

Le dispositif synchronisateur décrit précédemment [2] renferme plusieurs éléments indéterminés : on pourrait chercher à les définir dans chaque cas d'après certaines conditions arbitraires ou imposées, par exemple d'après le maximum d'économie dans la construction de l'appareil, l'installation des lignes, l'intensité du courant utilisé, etc. Mais on reconnaît bien vite que ce genre de

---

(1) Leroy, *Vision centrale, irradiation et acuité visuelle* (*Archives d'Ophtalmologie,* 1882).

(2) *Voir* p. 65.

considérations est, le plus souvent, tout à fait secondaire et que la véritable économie consiste à utiliser pour la construction des appareils les éléments que la pratique des courants électriques a consacrés et qu'on rencontre couramment dans les ateliers.

Il est donc tout naturel de renverser les termes du problème et de se proposer, étant donnés les appareils, de chercher à en tirer le meilleur parti par un réglage approprié.

Fig. 1.



Nous supposerons donc le cas défavorable où l'on met en station une horloge munie du dispositif synchronisateur représenté (*fig.* 1), construit sans conditions particulières et qu'on veut synchroniser loin de l'horloge directrice à l'aide d'un courant périodique ayant l'intensité ordinaire des courants télégraphiques, c'est-à-dire voisin de $\frac{1}{100}$ d'ampère.

La première condition à remplir est de maintenir le balancier en marche à l'amplitude convenable, tout en lui donnant un amortissement notable, condition essentielle de la stabilité du réglage synchronique. Nous allons voir qu'une fois ce résultat obtenu, on peut, par une nouvelle série d'essais méthodiques très simples, perfectionner le réglage et l'amener rapidement à réaliser les conditions qui réduisent au minimum l'influence des actions perturbatrices.

1° Réglage initial de l'amplitude du balancier.

Avec les données moyennes de construction auxquelles il a été fait allusion (1), l'intensité du courant de $0^{amp},01$ donnera une attraction très énergique qui imprimerait au balancier une amplitude exagérée. On s'en apercevra à la manière dont le balancier partant du repos se met en marche sous l'influence de ce courant. Mais on dispose de deux moyens de réglage : l'un consiste à affaiblir le courant dans la bobine attirante B_1 par une dérivation R_1; l'autre à accroître l'influence de la bobine amortissante B_2 en diminuant la résistance extérieure R_2. On est donc certain d'arriver à l'amplitude voulue et le régime limite sera atteint d'autant plus rapidement que l'amortissement sera plus considérable ; c'est donc surtout par le réglage du courant qu'on doit agir : c'est, d'ailleurs, le seul moyen qui reste dans le cas où, pour simplifier la construction des appareils, on remplace la bobine amortissante B_2 par un simple tube de cuivre de 1^{mm} à 3^{mm} d'épaisseur et de quelques centimètres de longueur. Voici comment on peut opérer :

Dispositif employé pour le réglage du courant. — Le circuit de la bobine synchronisante B_1 est fermé par une résistance fixe R_1 à peu près égale à la sienne, de sorte que la bobine B_1 agit en même temps comme amortisseur concurremment avec la bobine B_2. Cette résistance R_1 est formée par un rhéocorde, ou mieux par une boîte d'une construction spéciale, disposée de telle manière qu'on puisse intercaler entre les deux extrémités du circuit distributeur une partie quelconque r_1 de R_1 sans modifier le circuit $B_1 + R_1$ (2).

Comme la résistance du circuit distributeur IP est ou peut être

(1) 200^{gr} à 250^{gr} de fil de cuivre couvrent une des bobines de $0^{m},2$ de diamètre intérieur et de $0^{m},6$ de long, en fil de $0^{mm},3$ pour B_1 et de $0^{mm},5$ pour B_2. Aimant de $0^{m},18$ de longueur et de $0^{mm},15$ de diamètre.

(2) On construit très simplement soi-même une pareille boîte de résistance, de 110 ohms, par exemple, en mettant en *série* dix bobines de 10 ohms et dix bobines de 1 ohm. Les extrémités donnent une résistance totale R_1 de 110 ohms; si, d'autre part, on relie respectivement à une borne spéciale chaque jonction de deux bobines consécutives, on pourra composer une partie r_1 ayant telle résistance qu'on veut, à une unité près, comprise entre zéro et 110 ohms; le numérotage convenable des bornes rend la lecture immédiate. On remplacerait aisément les bornes par des chevilles comme dans les boîtes ordinaires.

rendue très grande par rapport à la résistance *réduite* de la boîte B_1 ainsi *shuntée,* on peut considérer l'intensité I du courant distribué comme constante et indépendante de la résistance r_1 intercalée. Il en résulte que l'intensité i du courant efficace, c'est-à-dire de la portion du courant qui passe dans la bobine et produit la force synchronisante, est représentée par

$$i = I \frac{r_1}{B_1 + R_1};$$

elle est donc proportionnelle à la résistance intercalée r_1 et peut varier ainsi de zéro à $I \frac{R_1}{B_1 + R_1}$, c'est-à-dire jusqu'aux environs de $\frac{1}{2}$ (ou de toute autre fraction choisie), par degrés aussi rapprochés que le permet la construction de la boîte.

L'emploi d'une dérivation à la bobine synchronisante offre encore une ressource précieuse dans la synchronisation à grande distance : elle a été signalée et utilisée par M. le commandant Defforges, qui emploie dans ses belles observations du pendule une horloge synchronisée avec amortisseur électromagnétique. Cette dérivation permet, en effet, d'atténuer, dans telle proportion qu'on veut, les irrégularités du courant d'une ligne télégraphique causées par des forces électromotrices anomales, étrangères à la pile (courants telluriques, induits, etc.); il suffit, pour cela, d'accroître le courant de la ligne jusqu'à le rendre n fois plus grand que les courants perturbateurs, $\frac{1}{n}$ étant la proportion d'anomalie inoffensive; la dérivation permet d'y puiser la fraction utile du courant, sensiblement débarrassé des influences perturbatrices qui seraient gênantes sans cet artifice.

Le perfectionnement que j'introduis ici consiste dans l'invariabilité de la résistance du circuit dérivé R_1, qui maintient invariable le coefficient d'amortissement propre de la bobine B_1. On peut donc, en faisant varier la résistance intercalaire r_1, agir exclusivement sur la force synchronisatrice, comme on agit exclusivement sur l'amortissement en faisant varier la résistance extérieure R_2 de l'autre bobine B_2.

Comme exemple de ce réglage de l'intensité du courant et de l'amplitude, je citerai l'une des séries d'expériences que j'ai exécutées à l'École Polytechnique : l'horloge à synchroniser, con-

struite par M. Borrel, n'a rien de particulier; c'est une horloge à secondes de qualité ordinaire; le balancier, à tige de sapin, pèse 6^{kg}; l'échappement est à *chevilles,* pour permettre au besoin les grandes amplitudes; l'amplitude de strict échappement (arc de levée) est $\pm 0°,7$.

La série d'observations qui va suivre est particulièrement intéressante au point de vue de la démonstration de l'efficacité du dispositif synchronisateur; en effet, l'horloge, disposée d'ordinaire pour marquer le temps moyen, a été, dans cette série, réglée sur le temps sidéral (par l'addition d'une masse de 185^{gr} au milieu de la tige du balancier).

Malgré cette avance énorme de *quatre minutes par jour,* elle a été synchronisée sans difficulté par le courant émis par une bonne horloge réglée sur le temps moyen ([1]), grâce à l'amortissement énergique imposé au balancier (tube de cuivre de 3^{mm} d'épaisseur, de 6^{cm} de longueur; barreau d'acier de 18^{cm} de long, de 15^{mm} de diamètre, aimanté à saturation).

La boîte de résistance R_1 en dérivation sur le circuit de la bobine B_1 est celle décrite précédemment dans la note de la page 266.

Voici la série des amplitudes obtenues avec diverses intensités : on y a ajouté la valeur numérique de la phase limite de l'oscillation du balancier correspondant à l'époque moyenne du passage du courant; on verra bientôt l'importance de cet élément :

([1]) Dans d'autres séries, j'ai opéré depuis quatre minutes de retard jusqu'à six minutes d'avance sans que la synchronisation eût cessé d'être complète.

Expérience faite avec l'horloge Borrel réglée sur le temps sidéral et synchronisée par une horloge de temps moyen.

Intensité du courant synchronisant (l'unité est sensiblement le dix-millième d'ampère).	Amplitude limite du balancier synchronisé.	Différences.	Phase γ.	Remarques.
	°	°	°	
110........	±1,94	0,16	70,2	
100........	1,78	0,16	70,2	L'amplitude peut atteindre ±3°,20.
90........	1,62	0,16	68,4	
80........	1,46	0,16	68,4	
70........	1,30	0,16	68,4	
60........	1,14	0,18	73,5	
50........	0,96	0,19	77,4	±0°,88 amplitude normale.
40........	0,77	0,10	81,0	
35........	0,67		86,4	±0°,62 » de strict échappement.

Grâce à l'amortissement conforme du balancier, l'amplitude et la phase limite de l'oscillation étaient atteintes au bout de quelques minutes : les observations successives étaient donc rapides.

Détermination expérimentale de la phase limite. — Il reste à dire quelques mots sur la détermination de la phase limite : on la mesure par l'enregistrement simultané du courant synchronisant et d'un courant auxiliaire émis par le balancier synchronisé (contact touchant un ressort latéral). On obtient ainsi sur un cylindre enfumé, à chaque période, deux couples de signaux [(A, B), (a, b), début et fin du courant], qu'on relève avec une lame transparente portant onze droites convergentes, de manière à exprimer directement les époques des signaux en fraction décimale de la période commune. La moyenne des lectures donne ainsi :

1° L'époque moyenne du courant synchronisant $\frac{1}{2}(A + B)$;

2° L'époque de l'élongation du balancier synchronisé $\frac{1}{2}(a + b)$: on en déduit ici l'époque du passage à la position d'équilibre en retranchant $\frac{1}{4}$ de période.

La différence de ces deux nombres donne la phase exprimée en fraction de période : on la convertit en degrés sexagésimaux en la multipliant par 360°; on obtient ainsi l'angle γ.

Exemple numérique. — Voici comment a été obtenue la phase $\gamma = 70°,2$ du Tableau précédent :

$$\left\{\begin{array}{l} a = 0{,}00 \\ A = 0{,}06 \\ B = 0{,}40 \\ b = 0{,}57 \end{array}\right\}, \quad \text{d'où} \quad \left\{\begin{array}{l} \frac{1}{2}(A + B) \qquad = 0{,}230, \\ \frac{1}{2}(a + b) - \frac{1}{4} = \underline{0{,}035}, \\ \quad \text{Différence} = 0{,}195 \times 360° = 70{,}2, \\ \qquad \gamma = 70°{,}2. \end{array}\right.$$

L'approximation dépend de la longueur linéaire de la période sur le cylindre : elle ne dépasse guère ici $\frac{1}{200}$ de période, ce qui correspond à $\frac{1}{100}$ de seconde.

Résumé des résultats obtenus dans ces expériences. — Il n'est pas inutile de faire ressortir quelques-uns des résultats obtenus, pour montrer d'abord qu'ils sont conformes aux prévisions de la théorie, malgré l'introduction d'un élément dont il n'a pas été tenu compte (restitution mécanique automatique sous l'influence des poids moteurs), et ensuite pour prouver que le réglage pratique de l'amplitude s'obtient avec une extrême facilité.

1° *En graduant l'intensité de la force synchronisante, on peut donner au balancier telle amplitude stable qu'on désire, non seulement au-dessus, mais même au-dessous de l'amplitude normale* (celle qui se produit lorsque la liaison synchronique est supprimée).

2° *Les variations d'amplitude sont sensiblement proportionnelles aux variations d'intensité du courant synchronisant.*

C'est la généralisation expérimentale du théorème exprimé par l'équation (13) [1], établie pour un pendule libre : on la retrouve aisément par la théorie en ayant égard aux résultats indiqués précédemment [2] pour un balancier entretenu.

3° *La phase de synchronisation* γ (correspondant à l'époque moyenne de l'action synchronisante) *reste sensiblement constante tant que l'amplitude ne descend pas au-dessous de l'amplitude normale.*

---

(1) *Séances de la Société de Physique*, p. 686; 1887.
(2) *Ibid.*, p. 70; 1887.

La phase γ [voir *fig.* 2 (1)] est, en effet, indépendante de l'action synchronisante constante avec un pendule libre, d'après l'équation (14) (2); avec un balancier entretenu, les variations se font sentir au voisinage de l'amplitude, où l'amortissement est compensé par le travail du poids moteur.

Ces résultats démontrent que le dispositif est tellement efficace qu'il permet de synchroniser, avec des courants très faibles, des horloges offrant des divergences de marche bien supérieures à celles qu'on rencontre dans le problème de la distribution de l'heure : il est donc capable de parer à tous les accidents provenant d'une variation accidentelle dans la marche des horloges, fussent-elles d'une qualité très médiocre. Il reste à montrer que ce dispositif permet d'aller plus loin dans le perfectionnement des réglages et qu'il offre des ressources inattendues pour la stabilité et le contrôle permanent du synchronisme.

2° Réglage de l'amortissement et de la phase d'une oscillation synchronique réduisant au minimum l'influence des actions perturbatrices. Réglage apériodique.

L'une des propriétés les plus avantageuses du dispositif synchronisateur décrit précédemment est la facilité avec laquelle ce dispositif entre en fonction et s'y maintient. Aucun réglage préalable de construction n'est nécessaire : il suffit que l'amortissement électromagnétique du balancier soit notable. La grandeur de cet amortissement peut même être modifiée entre des limites étendues : l'amplitude de l'oscillation varie, mais la synchronisation persiste.

La théorie rend aisément compte de cette propriété aussi utile que singulière : elle montre qu'il existe effectivement dans le réglage du synchronisme un élément indéterminé *a priori*, la *phase* (fraction de période s'écoulant entre l'époque moyenne de l'action périodique et l'origine de l'oscillation synchronisée), élément que la plupart des systèmes en usage déterminent par construction, mais qui reste arbitraire, comme l'amortissement, dans

(1) *Séances de la Société de Physique*, p. 69; 1887.
(2) *Ibid.*, p. 68; 1887.

le dispositif précité et donne au réglage cette latitude si précieuse.

On est amené naturellement à examiner le rôle que jouent cette phase et l'amortissement corrélatif dans la stabilité du régime et à rechercher si un choix convenable de ces éléments ne permettrait pas d'accroître encore l'efficacité du dispositif.

La conclusion de cette étude est qu'on doit adopter le coefficient d'amortissement le plus fort compatible avec les conditions expérimentales, et donner à la phase une valeur aussi rapprochée que possible de *zéro;* on tend alors vers le *réglage apériodique* dont les propriétés seront exposées plus loin. C'est dans ces conditions qu'on réduit au minimum l'influence des causes perturbatrices les plus fréquentes.

La démonstration de ces résultats se déduit de la théorie des oscillations synchronisées faiblement amorties ([1]), exposée précédemment ([2]).

Je dirai qu'une oscillation est *synchronisée* lorsque, sous l'influence d'une force périodique, elle est parvenue à un régime permanent tel, que *la phase demeure invariable.*

Les lois qui régissent le régime permanent obtenu à l'aide du dispositif précité sont résumées par les expressions (13) et (14) ([3]), qu'on peut écrire sous diverses formes

$$(13)\qquad \mathcal{A} = \frac{u}{\sqrt{\alpha^2\theta^2 + 4\pi^2\left(\frac{\theta - T}{T}\right)^2}} = \frac{u\cos\gamma}{\alpha\theta} = \frac{u\sin\gamma}{2\pi\left(\frac{\theta - T}{T}\right)},$$

$$(14)\qquad \operatorname{tang}\gamma = \frac{2\pi}{2\theta}\left(\frac{\theta - T}{T}\right) = \frac{2\pi}{\alpha T}\left(\frac{\theta - T}{\theta}\right) = \frac{2\pi}{\alpha\mathfrak{G}}.$$

On en déduit les résultats suivants :

1° *La phase limite γ d'une oscillation synchronisée est indé-*

([1]) Dans les applications à l'horlogerie, des coefficients relativement élevés sont encore très éloignés de la limite imposée à l'oscillation par la condition d'être faiblement amortie : à savoir que α^2T^2 soit négligeable devant l'unité. Ainsi, déjà pour $\alpha T = \frac{1}{100}$, on atteint un amortissement énorme pour des appareils de précision; car, avec cette valeur, l'amplitude $A = A_0 e^{-\alpha t}$ se réduit dans le rapport de e (ou 2,71828) à 1 au bout du temps $t = 100T$, soit 3m20s si la période T est de 2s.

([2]) *Séances de la Société de Physique*, p. 150; 1887.

([3]) *Ibid.*, p. 156; 1887.

pendante de l'intensité u de l'action synchronisante et de l'amplitude limite $\mathfrak{A}$.

Cette propriété, très importante au point de vue pratique, montre que les réglages des deux caractéristiques de l'oscillation, la phase et l'amplitude, peuvent être rendus indépendants. Il suffit, en effet, α, T et Θ étant donnés, de commencer par régler la phase ; l'amplitude peut être réglée à son tour sans altérer le précédent réglage, en agissant exclusivement sur l'intensité de l'action synchronisante à laquelle elle est proportionnelle.

2° *La phase limite est proportionnelle à la différence des périodes.*

L'observation de la phase limite, qui change de signe avec cette différence, permet donc de décider, sans avoir besoin d'arrêter la synchronisation, si l'oscillation rendue libre serait en avance ou en retard sur l'action directrice. Le signe et la grandeur de la phase indiquent ainsi dans quel sens et de combien il faudrait modifier la période du système synchronisé pour la rendre égale à la période directrice. Cette propriété est fort utile pour le réglage et le contrôle *en marche* des appareils synchronisés.

3° *Le coefficient d'amortissement qu'on doit imposer au système oscillant à synchroniser pour compenser une différence de période donnée* ($\Theta - T$) *est défini par la phase qu'on veut maintenir entre l'oscillation synchronisée et l'action directrice, et réciproquement.*

La relation entre ces deux éléments est précisément l'expression (14). Comme la valeur de la phase est, en général, indéterminée *a priori*, on voit que le coefficient d'amortissement est également indéterminé, et les limites qui le comprennent sont extrêmement étendues : ces limites sont, d'une part, α_0 voisin de zéro (à l'exclusion de $\alpha = 0$, valeur pour laquelle aucun régime permanent ne pourrait s'établir) ; de l'autre, α_1 tel que $\alpha_1^2 T^2$ soit encore négligeable devant l'unité, condition nécessaire à la validité des formules (13) et (14) : γ varie alors de $\gamma_0 = \pm \frac{\pi}{2}$ à $\gamma_1 = 0$.

On voit là l'explication du fait signalé au début, à savoir le fonctionnement immédiat du dispositif, quelle que soit la gran-

deur de l'amortissement. C'est qu'en effet, l'équation (14) donnant toujours une valeur réelle pour γ, quels que soient $\Theta - T$, T et α, il s'établit nécessairement un régime stable; l'oscillation est donc *toujours* synchronisée. Quant à la valeur de la phase, elle est le plus souvent indifférente; elle constitue une constante instrumentale qu'on élimine par une observation préalable.

Nous sommes donc en présence d'une indétermination réelle de la phase et du coefficient d'amortissement, et nous ne trouvons dans les formules du régime permanent aucune condition qui puisse les définir. C'est dans la grandeur des variations probables des éléments en jeu que nous allons chercher à lever cette indétermination.

Variation de la phase causée par la variation lente des éléments de réglage. — Nous remarquerons d'abord que les trois éléments Θ, T, α qui figurent dans l'expression de la phase ne varient en général que fort lentement, le plus souvent sous l'influence de causes météorologiques, particulièrement des variations de température qui modifient les dimensions des systèmes oscillants, la résistance des conducteurs électriques ou le magnétisme des aimants. Ces variations, s'accomplissant pendant une durée extrêmement grande relativement aux périodes d'oscillation, modifient insensiblement les valeurs limites de la phase et de l'amplitude, mais sans altérer le caractère du régime, qui ne cesse pas d'être stable et d'être représenté par les formules précédentes. L'élément le plus mobile est évidemment la différence $\Theta - T$ (et le seul qu'il soit utile de considérer, les variations relatives de α et de T étant trop faibles pour agir d'une manière appréciable sur γ); la formule (14) donne le moyen d'en atténuer l'influence : c'est d'augmenter la valeur de α. On en conclut :

L'erreur sur la phase causée par une variation lente de la différence de période décroît lorsque le coefficient d'amortissement augmente.

On a donc intérêt à augmenter autant que possible le coefficient α d'amortissement, ce qui fait tendre la phase vers zéro. On déduirait de l'expression (14) un moyen de déterminer cette valeur de la phase et par suite de α, en recherchant quelle grandeur

on doit donner à ce coefficient pour que l'erreur sur la phase soit inférieure à une quantité donnée.

Variations de la phase causées par la variation brusque des éléments de réglage. — Les variations brusques des éléments Θ, T, α et *u* ont évidemment pour effet d'interrompre le régime permanent et d'imprimer à l'oscillation un régime variable, pendant la durée duquel la phase présente des erreurs périodiques dont il importe de se rendre compte, afin de chercher à les ramener dans les limites de la précision adoptée.

Ces variations brusques, à la rigueur possibles sur tous les éléments, ne sont guère à craindre que sur l'action synchronisante produite par un courant électrique : il faudrait, en effet, supposer aux appareils des vices de construction bien graves pour y prévoir la production habituelle de variations brusques et notables dans la valeur des périodes T, Θ ou du coefficient α. Il n'en est pas de même des piles électriques, des distributeurs de courants ou des lignes télégraphiques : là, au contraire, des altérations inévitables se produisent, et l'on doit toujours redouter des variations brusques de la force synchronisante. Nous nous bornerons donc à examiner l'influence de ce genre de variations; la discussion serait d'ailleurs toute semblable dans le cas d'un autre élément.

La considération de l'*indicatrice de synchronisation* (¹) donne la solution immédiate de toutes les questions relatives au régime variable qui se produit alors. L'indicatrice est une spirale logarithmique dont l'angle caractéristique est γ. Comme on suppose que *u* seul varie, l'angle γ, qui en est indépendant, reste le même que dans le régime permanent antérieur; le point asymptotique C de la spirale (*fig.* 2) est donc sur le rayon vecteur OM incliné de l'angle γ sur l'axe des y.

La phase représentée par l'angle du rayon vecteur ON, avec l'axe Oy, oscillera donc périodiquement autour de sa valeur normale yOC.

On doit se demander d'abord pendant combien de temps cette

(¹) *Séances de la Société de Physique*, p. 156; 1887.

erreur périodique de la phase se prolongera : théoriquement, cette durée est infinie, puisque le régime permanent ne s'établit qu'après un temps infiniment grand. Mais, en fait, le régime permanent est pratiquement établi quand le rayon moyen de la spire sous-tend, vu de l'origine, un angle $\Delta\gamma$ assez petit pour que la

Fig. 2.



fraction de période à laquelle il correspond soit négligeable. Calculons donc le temps nécessaire pour que le rayon vecteur $CM = \rho_0$ de la spirale devienne une fraction donnée $\frac{1}{n}$ de sa valeur initiale. La spirale ayant pour angle γ a pour équation polaire

$$\rho = \rho_0 e^{-\omega \cot \gamma} \qquad \text{avec} \qquad \frac{\omega}{t} = \frac{2\pi}{\mathfrak{T}},$$

car le rayon vecteur tourne avec une vitesse angulaire $\frac{2\pi}{\mathfrak{T}}$. Substituant la valeur (14) de $\cot\gamma$, il vient

$$\rho = \rho_0 e^{-\alpha t}, \qquad \text{d'où} \qquad t = \frac{1}{\alpha} \log \frac{\rho_0}{\rho} = \frac{1}{\alpha} \log n.$$

Donc, *le temps nécessaire pour réduire à une fraction donnée l'erreur périodique de la phase pendant le régime variable qui suit une variation brusque de la force synchronisante est,*

toutes choses égales d'ailleurs, en raison inverse du coefficient d'amortissement.

D'autre part, le *maximum maximorum* de l'erreur $\Delta\gamma$ est évidemment NOC, donné par la tangente ON issue de l'origine O à la première spire

$$\frac{\Delta\gamma}{\sin\gamma} = \frac{NC}{OC} = \frac{NC}{OM + MC}; \qquad \text{d'où} \qquad \Delta\gamma < \frac{\Delta u}{u + \Delta u}\sin\gamma,$$

en remplaçant NC par MC qui lui est supérieur.

Donc *l'erreur maximum à craindre sur la phase est proportionnelle au sinus de la phase limite.*

Ainsi, qu'il s'agisse de variations brusques ou lentes, *on a intérêt à donner au coefficient d'amortissement la plus grande valeur compatible avec les conditions expérimentales et à faire tendre la phase limite vers zéro.*

Telles sont les conditions théoriques; on peut aisément les réaliser.

1° *Amortissement.* — Le coefficient α n'a jamais besoin d'atteindre la valeur $\alpha T = \frac{1}{100}$ (ce qui correspond à une réduction de l'amplitude du balancier libre dans le rapport de $e = 2{,}718$ à 1 en 100 périodes T) : on doit le diminuer, si l'on désire éviter l'arrêt en cas de la rupture du courant.

2° *Réduction à zéro de la phase.* — On y parvient en agissant sur la période T du balancier de manière à la rendre sensiblement égale à la période directrice Θ. A cet effet, lorsque le régime stable est établi, on observe au chronographe, ou simplement au téléphone, l'*époque moyenne* du courant synchronisant : si elle a lieu *avant* le passage du balancier à la position d'équilibre (le sens du mouvement étant le sens de l'attraction de la bobine), le balancier *retarde;* si elle a lieu *après,* il *avance.* A l'aide de cette règle, facile à démontrer, on corrige aisément *en marche* ce retard ou cette avance au moyen de poids placés au milieu de la tige du balancier, et l'on arrive à la phase nulle, $\gamma = 0$, lorsque l'époque moyenne de l'attraction coïncide avec le passage à la verticale.

Régime et réglage apériodiques. — Je propose de donner le nom d'*apériodique* à ce mode de réglage pour rappeler que, dans ce cas ($\gamma = 0$),

tout régime variable de la phase et de l'amplitude est ***apériodique,*** ces éléments atteignant leur valeur limite sans la dépasser.

Fig. 2 *bis*.



Fig. 3.



La *fig.* 2 résume les propriétés du ***régime apériodique*** comparativement avec le régime périodique ordinaire : dans le cas général, une oscil-

Fig. 4.



Fig. 5.



lation, dont le point représentatif est P au moment où la synchronisation intervient, a pour ***indicatrice*** une spirale logarithmique d'angle γ allant de P en C (point asymptotique), tel que $yOC = \gamma$. Dans le cas de $\gamma = 0$

la spirale dégénère en une droite PC_0. Le point C_0 a pour coordonnées $\gamma = o$ (axe Oy) et $OC_0 = u : \alpha\theta$, conformément à l'expression (13) : c'est le point asymptotique de l'indicatrice rectiligne, car le point représentatif de l'oscillation s'en approche suivant la loi $\rho = \rho_0 e^{-\alpha t}$, ρ étant la distance des deux points.

La figure donne aussi la loi des amplitudes limites pendant le réglage de la période T; car, d'après (13), le lieu des points asymptotiques (γ, $\mathfrak{A}$) correspondant à un amortissement α et une force u donnés est un cercle décrit sur OC_0 comme diamètre : on voit que l'amplitude limite passe par un maximum pour $\gamma = o$, condition qui la rend indépendante des petites variations de $\theta - T$.

En raison de l'importance de ce régime apériodique, j'ai tenu à étudier cette indicatrice rectiligne et à l'enregistrer dans les mêmes conditions que la spirale : la *fig.* 2 *bis* est la reproduction (procédé Dujardin) d'un cliché photographique obtenu comme précédemment [1]; elle représente les axes coordonnés rectangulaires et réalise l'indicatrice rectiligne PC_0 (doublée parce qu'elle est produite non par l'époque moyenne, mais par le début et la fin du courant synchronisant). Le point asymptotique est évidemment à l'extrémité la plus *empâtée* du trait. On comparera avec la double spirale (*fig.* 4 qui est la reproduction de la *fig.* 3 de la page 160) [2]. La *fig.* 3 donne la vérification de l'égalité approchée des périodes; elle représente, outre l'axe des déplacements (axe des x) et l'oscillation initiale complète (cercle et son diamètre), le décroissement d'une oscillation libre comme le faisait la spirale concentrique [*fig.* 5 (*fig.* 4 de la page 161) [3]].

L'analogie de ces figures dispense de plus amples explications : on remarquera seulement que la spirale de la *fig.* 1 correspond à une *avance* du balancier, tandis que celles des *fig.* 4 et 5 (dont les axes sont d'ailleurs, comme ceux des *fig.* 2 *bis* et 3, tournés d'un angle droit) correspondent à un *retard*.

En résumé, le *réglage apériodique* offre l'avantage :

1° De ne pas dérégler l'appareil pour le synchroniser, comme l'exigent certains systèmes;

2° D'éviter tout régime période pour l'amplitude et la phase;

3° De réduire au minimum, sinon à zéro, l'influence des perturbations les plus ordinaires;

4° De fournir un contrôle incessant du réglage et un moyen simple pour le rétablir s'il vient à varier.

---

(1) *Séance de la Société de Physique*, p. 161.
(2) *Ibid.*, p. 160; 1887.
(3) *Ibid.*, p. 161; 1887.

SÉANCE DU 6 JUILLET 1888.

PRÉSIDENCE DE M. DE ROMILLY.

La séance est ouverte à 8 heures et demie.

Le procès-verbal de la séance du 15 juin est lu et adopté.

Sont élus membres de la Société :

MM. Chistoni, Professeur à l'Université de Modène (Italie);
Merle (Antoine), Directeur de la maison Bruno-Court, à Grasse.

M. Louis d'Henry présente un Tableau graphique de son invention, muni d'une fenêtre carrée (ou rectangulaire) mobile, à mouvement de tiroir, qui découvre aux yeux les diverses particularités des lois de la distribution de l'énergie par le courant électrique.

Il décrit en outre d'autres constructions analogues, mais où l'emploi de la fenêtre est évité.

Pour en donner une idée sommaire, on décrira la plus simple de ces constructions.

On peut représenter la puissance actuelle d'un élément de pile, c'est-à-dire son énergie par seconde, par la surface d'un rectangle dont l'une des dimensions représente sa force électromotrice et l'autre l'intensité actuelle du courant électrique.

Admettons comme règle invariable que le rectangle aura toujours une dimension horizontale, laquelle représentera la force électromotrice, et que la dimension perpendiculaire, supposée verticale, exprimera l'intensité du courant.

A défaut de figure, on devra, en lisant, faire soi-même le tracé suivant :

On tracera un rectangle OVDA, savoir : OV dimension horizontale inférieure lue de droite à gauche sur la figure et DA dimension horizontale supérieure lue de gauche à droite. On aura alors pour dimensions verticales VD à gauche et AO à droite.

On supposera qu'à partir du point O la ligne OA a été divisée en ampères et la ligne OV en volts.

La surface du rectangle, supposée quadrillée, exprimera en volts-coulombs l'énergie que le courant développe par seconde.

Puissance en court circuit. — Si un élément de potentiel E, à circuit ouvert, travaille en court circuit, il donne son maximum d'intensité I et le rectangle $E \times I$ est l'image de la puissance maximum de l'élément; mais toute l'énergie se produit alors à l'état de chaleur intérieure. On caractérise ainsi un élément de pile aussi bien que par la méthode habituelle d'énoncer sa force électromotrice et sa résistance intérieure; nous appellerons ce rectangle *rectangle de l'élément.*

Problème. — Prenons un élément ainsi défini et faisons-lui effectuer un

simple travail électrolytique en lançant son courant au travers d'un électrolyte décomposable opposant une force contre-électromotrice *e* (toute autre résistance extérieure étant supposée nulle). On demande de figurer la nouvelle intensité *i*, la différence des forces électromotrices $(E - e)$, l'énergie totale par seconde $E \times i$, et la distribution de cette énergie en énergie chimique $e \times i$ et en énergie calorifique $(E - e)i$, ces diverses énergies étant toutes exprimées en volts-coulombs.

Solution. — Soit tracé le rectangle de l'élément OVDA; on mène une diagonale DO. Du point V on prend sur VO une longueur VV' égale à *e*. Du point V' ainsi déterminé on élève une perpendiculaire à la droite VO. Cette perpendiculaire rejoint la diagonale DO au point K. De K on mène une parallèle à VO; cette parallèle atteint le côté DV en un point D' et le côté AO en un point A'. La droite D'KA' ainsi obtenue divise le rectangle de l'élément en deux rectangles: l'un supérieur, inutile ici; l'autre inférieur, dans lequel se trouve la réponse aux questions posées, car il répond à la formule $Ei = ei + (E - e)i$.

En effet, la droite OA' exprime la grandeur de la nouvelle intensité *i*, la droite OV' est la différence $(E - e)$ des forces électromotrices; l'énergie totale Ei est mesurée par la surface du rectangle OV D'A'. Ce rectangle est lui-même partagé par la droite KV' en deux autres, dont l'un, celui de droite, $OV'KA' = (E - e)i$, mesure l'énergie calorifique développée qui reste dans la pile, et l'autre, $V'VD'K = ei$, exprime l'énergie extérieure, c'est-à-dire le travail de décomposition produit dans l'électrolyte.

La même construction peut être adaptée à la production du travail mécanique et à la production de la chaleur dans un circuit extérieur.

Pour la production du travail mécanique, la force électromotrice d'opposition de l'électrolyte est remplacée par celle qui est engendrée par le mouvement de la machine réceptrice, et le rectangle électrolytique est remplacé par un rectangle d'énergie mécanique, évalué en volts-coulombs.

Pour la production de la chaleur dans un circuit extérieur, la même force électromotrice d'opposition n'est autre que le potentiel libre aux bornes de la pile *pendant* le passage du courant dans le conducteur extrapolaire (lequel potentiel est considéré, par analogie, comme la résultante des forces contre-électromotrices engendrées dans ce conducteur par le courant), et le même rectangle que dans les deux cas précédents exprime en volts-coulombs l'énergie calorifique produite par seconde dans le circuit extérieur.

Le même mode de représentation peut s'appliquer à tout générateur d'électricité.

On peut aussi figurer une pile d'un nombre quelconque d'éléments avec ses divers couplages et en démontrer les effets, par l'obtention du *rectangle-enveloppe* des rectangles élémentaires, qui est le *rectangle de la pile.*

La superposition verticale des rectangles élémentaires donne le montage en quantité; la juxtaposition horizontale, le montage en tension; enfin la

combinaison de la superposition et de la juxtaposition produit tous les couplages mixtes.

Cette méthode se prête également bien à la figuration des cas compliqués où un courant produit à la fois les effets les plus divers, et aussi à la comparaison des résistances, etc.; mais on ne peut entrer ici dans plus de détails.

A propos de la Communication de M. d'Henry, M. Hospitalier rappelle qu'une construction analogue a été indiquée, il y a quelques années, par notre Collègue, M. Silvanus Thompson, alors professeur à l'University College de Bristol.

M. E. Colardeau communique, en son nom et au nom de M. L. Cailletet, les résultats d'une étude qu'ils ont faite sur la mesure des basses températures.

De tous les corps dont on peut utiliser la dilatation pour mesurer les températures, celui qu'on doit employer de préférence est l'hydrogène. En effet, ce gaz, pouvant être considéré pratiquement comme un gaz parfait, donne des indications thermométriques qui sont en concordance avec l'échelle thermodynamique des températures absolues.

Il en résulte que, dans toute recherche physique un peu précise, on devra mesurer les températures au moyen de thermomètres gradués par comparaison directe avec un thermomètre à hydrogène.

Cette graduation par comparaison a été réalisée aux températures élevées par divers physiciens, mais elle a été presque entièrement laissée de côté jusqu'ici pour les basses températures.

Une difficulté particulière se présente, en effet, dans ce cas. En s'approchant, par le refroidissement, de son point critique de liquéfaction, l'hydrogène doit éprouver, comme les autres gaz, des modifications dans ses propriétés physiques et perdre graduellement ses qualités de gaz parfait.

Les auteurs ont eu pour but de rechercher à partir de quel moment cette perturbation se produit. Pour cela, ils ont gradué, aux températures ordinaires, sur le thermomètre à hydrogène, divers appareils dont les indications sont fonctions de la température, et ils ont examiné si leurs marches sont encore concordantes à de très basses températures.

Les appareils comparés au thermomètre à hydrogène sont : une résistance électrique constituée par un fil de platine, deux couples thermo-électriques, enfin un lingot de platine refroidi, servant à une mesure calorimétrique.

La concordance s'est montrée très satisfaisante jusqu'au point d'ébullition de l'éthylène liquide, qui est la température la plus basse (—102° environ) réalisée dans cette série d'expériences.

On doit conclure de là que l'hydrogène jouit encore des propriétés d'un gaz parfait à — 100°.

La concordance des appareils a engagé les auteurs à utiliser l'un de leurs couples thermo-électriques pour effectuer quelques expériences com-

plémentaires sur la mesure de la température des mélanges réfrigérants ayant pour base l'acide carbonique à l'état de neige solide.

La facilité avec laquelle on se procure cette substance la fait généralement employer pour obtenir des froids intenses. On la mélange alors, d'après les indications de Faraday et Thilorier, avec de l'éther qui a pour but de rendre beaucoup plus parfait le contact avec les corps à refroidir.

Il y a lieu de se demander si l'éther ne joue pas, en même temps, un rôle spécial autre que celui-là. On peut s'assurer facilement, en effet, que le mélange de neige carbonique et d'éther est beaucoup plus froid que la neige seule.

D'après leurs expériences, les auteurs croient devoir attribuer cette différence de températures à la solubilité de l'acide carbonique solide dans l'éther, cette dissolution absorbant de la chaleur. Ils ont observé, en effet, que la température minima du mélange est précisément atteinte au moment où la neige carbonique, cessant de se dissoudre dans le liquide saturé, s'y maintient en suspension. L'expérience a montré, d'ailleurs, que la température de ce mélange ne dépend pas des proportions de ses éléments, pourvu toutefois que l'acide carbonique solide y soit en quantité suffisante pour maintenir la saturation, ce qui est en conformité avec l'opinion admise.

Enfin, on peut constater également que, si l'on remplace l'éther par d'autres liquides dissolvants, ce sont ceux dans lesquels la solubilité de la neige carbonique est la moins grande qui donnent aussi les moins grands refroidissements.

M. E. Hospitalier rappelle que, dans la séance du 1er juillet 1887, M. le Président de la Société française de Physique annonçait que le Conseil avait nommé une Commission chargée de préparer les éléments d'un volume de même format que la *Collection des Mémoires* et qui renfermerait, avec l'indication des sources, les principales données numériques de la Physique. La question des voies et moyens, qui constituait la seule difficulté, se trouvait levée par la générosité d'un Membre de la Société qui, pour aider à la publication du Recueil, avait versé une somme de 5000fr entre les mains du trésorier.

M. Hospitalier exprime le vœu que cette Commission hâte son œuvre et la complète en ajoutant aux principales données numériques les définitions exactes et précises des diverses quantités et unités physiques auxquelles ces données numériques se rapportent, afin de faire disparaître au plus tôt les incorrections, pour ne pas dire les erreurs de langage, trop répandues, et les confusions créées par l'envahissement sans cesse croissant de mots nouveaux appliqués à tort et à travers par différents auteurs à des quantités et unités physiques essentiellement différentes entre elles.

La cause principale des incorrections du langage physique réside dans l'habitude trop générale qui consiste à définir une quantité physique en fonction de deux autres, mais en égalant l'une d'elles à l'unité. Cette manière de faire détruit l'homogénéité des formules et fausse la définition.

Ainsi, par exemple, la vitesse, qui est le rapport d'une longueur à un temps, ou, si l'on veut une définition plus rigoureuse, le quotient du rapport de deux longueurs par le rapport de deux temps, doit s'exprimer logiquement en centimètres par seconde, en mètres par seconde, ou en kilomètres par heure.

Mais certains auteurs, considérant la vitesse comme le chemin parcouru pendant l'unité de temps, expriment les vitesses en centimètres, en mètres ou en kilomètres, sans même prendre la peine de mentionner le temps. La vitesse devient ainsi une longueur, ce qui est contraire à sa définition.

M. Hospitalier cite des erreurs analogues en ce qui concerne la vitesse angulaire, l'accélération, la force, trop souvent confondue avec le travail ou la puissance, les confusions courantes entre les poids et les masses, la force vive et la puissance vive, la densité et le poids spécifique, le travail et la puissance, la force et la pression, etc.

En Electricité, il signale les définitions courantes et inexactes du potentiel, de la résistance spécifique, de la capacité, du watt et du joule, insistant sur la nécessité qu'il y a, dans la formation d'une unité par la juxtaposition de deux noms, de bien distinguer si l'unité résultante est le *produit* ou le *quotient* des deux unités qui la composent. Dans le premier cas, les deux noms doivent se suivre, avec ou sans trait d'union; dans le second, ils doivent être séparés par le mot *par*.

Exemple. — L'*ampère-seconde* est le produit d'un ampère par une seconde; c'est le coulomb. Le *coulomb par seconde* est le quotient d'un coulomb par une seconde; c'est l'ampère.

De même, le *watt-seconde* est le produit du watt par la seconde, ou joule: et le *joule par seconde* est le quotient du joule par la seconde, ou watt.

Le moyen pratique pour éviter les erreurs et les confusions consiste à n'employer qu'un seul et même mot pour chaque quantité physique et à ne jamais employer le même mot pour désigner des quantités physiques différentes. Il est incorrect, par exemple, d'appeler *puissance magnétique d'un feuillet* et *puissance magnétique d'un solénoïde* deux quantités physiques qui n'ont pas la même définition ni les mêmes dimensions; il est également incorrect d'exprimer des forces électromotrices en calories, comme le font certains auteurs s'occupant de Thermochimie.

M. Hospitalier termine en insistant sur la nécessité urgente de bien définir et de bien préciser les termes, non seulement pour faciliter l'enseignement, mais aussi et surtout, pour justifier les prétentions légitimes de la Physique à figurer parmi les Sciences exactes.

M. Pellat appuie fortement la proposition de M. Hospitalier et croit que la Société rendra un grand service en fixant, dans le volume qu'elle doit publier, la signification des termes employés en Physique.

Représentation graphique des lois de la distribution de l'énergie par le courant électrique; par M. Louis d'Henry.

Les constructions qui font l'objet de ce travail sont la traduction graphique des formules suivantes :

1° De la loi de distribution de la puissance par un courant électrique entre le circuit intérieur et le circuit extérieur :

$$\underbrace{EI_q}_{\text{Puissance totale.}} = \underbrace{(E-e)I_q}_{\text{Puissance intérieure calorifique.}} + \underbrace{eI_q}_{\text{Puissance extérieure chimique, mécanique ou calorifique.}} \qquad (1)$$

2° De la loi générale qui régit l'intensité du courant :

$$\frac{I_0}{I_q} = \frac{E}{E-e}, \qquad (2)$$

dans lesquelles E est la force électromotrice d'un générateur d'électricité (pile, machine, etc.), e une force électromotrice d'opposition extérieure quelconque, I_q l'intensité du courant dans ces conditions, et I_0 l'intensité du courant en court circuit. On suppose toujours le pôle négatif du générateur en communication avec le sol.

Comme les résistances ne figurent pas dans ces formules, si l'obstacle opposé extérieurement au courant est une simple résistance électrique, on lui substituera la force électromotrice d'opposition qu'elle engendre, qui n'est autre que le potentiel à la borne positive du générateur *pendant le passage* du courant dans le conducteur, et répondant aux formules

$$e = E\frac{I_0 - I_q}{I_0} = R_0(I_0 - I_q) = E\frac{R_0}{R_0 + R_q}; \qquad (3)$$

R_0 résistance intérieure du générateur; R_q résistance du circuit extérieur.

Cela posé, on va décrire les diverses constructions dans l'ordre où elles ont été imaginées.

Toutes reposent sur les conventions suivantes :

La puissance étant exprimée par le produit de deux quantités,

on pourra toujours la représenter par la surface d'un rectangle dont l'une des dimensions sera la force électromotrice, et l'autre l'intensité du courant I_0 et I_q suivant les circonstances.

Si l'intensité est I_0, ce rectangle, qui est le plus grand que puisse produire le générateur, sera appelé *rectangle du générateur,* car on caractérise ainsi un générateur aussi bien que par la méthode habituelle d'énoncer sa force électromotrice et sa résistance intérieure.

Nous admettrons comme *règle invariable,* que le rectangle aura *toujours* une dimension horizontale, laquelle représentera la force électromotrice, et que la dimension perpendiculaire, supposée verticale, exprimera l'intensité du courant.

La première construction est celle avec écran mobile à fenêtre (*fig.* 1).

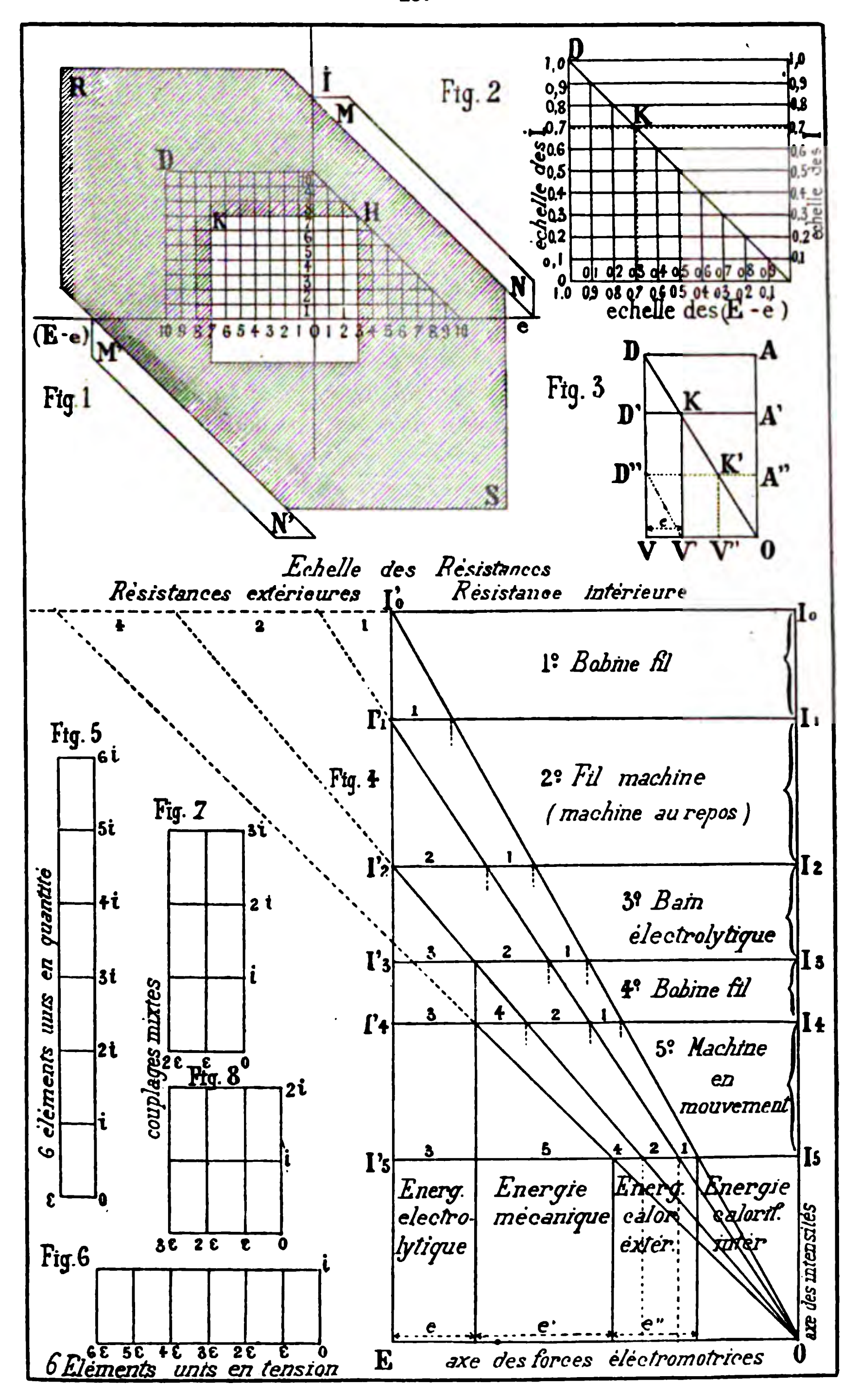
Cette construction est générale; mais on s'est placé ici dans le cas le plus simple, celui où le générateur d'électricité a pour foree électromotrice l'unité pratique (1 volt) et produit un courant de 1 ampère en court circuit, ce qui correspond à une énergie de 1 volt-coulomb par seconde.

Le modèle se compose d'un Tableau en carton formant fond, sur lequel est tracée une épure, et d'un écran mobile percé d'une fenêtre qui ne découvre, dans ses positions diverses, qu'une partie de l'épure, celle qui répond à la question posée.

On obtient l'épure (*fig.* 1) ainsi qu'il suit : on trace deux droites perpendiculaires l'une à l'autre, de manière à constituer une sorte de T renversé (⊥) à trois branches, égales chacune à l'unité dans le cas présent, diverses en dixièmes et formant trois échelles graduées dont le zéro est pour toutes au point commun de jonction.

La branche supérieure verticale OI constitue l'échelle des intensités (I); celle horizontale de droite o, e est l'échelle des forces électromotrices d'opposition, e'; enfin celle de gauche $o, (E - e)$ est l'échelle des forces électromotrices qui déterminent les intensités du courant, c'est-à-dire des différences $(E - e)$.

Dans l'angle de gauche, on complète un rectangle, qui est ici un carré, en menant des perpendiculaires aux côtés de l'angle par les points extrêmes des deux branches qui le constituent; et, dans l'angle de droite, on achève un triangle rectangle, en joignant par une droite les deux branches correspondant aux côtés de l'angle.


Fig. 1
Fig. 2
échelle des I
échelle des (E - e)
Fig. 3
Fig. 4
Echelle des Résistances
Résistances extérieures
Résistance intérieure
1° Bobine fil
2° Fil machine
(machine au repos)
3° Bain électrolytique
4° Bobine fil
5° Machine en mouvement
Energ. electro-lytique
Energie mécanique
Energ. calor. exter.
Energie calorif. inter
axe des forces électromotrices
axe des intensités
Fig. 5
6 éléments unis en quantité
Fig. 7
couplages mixtes
Fig. 8
Fig. 6
6 Eléments unis en tension

Pour bien fixer l'attention, il est bon de peindre le carré en rouge et le triangle en vert, et, en outre, on trace un quadrillage sur ces figures, en menant des perpendiculaires aux échelles par leurs points de division. Voilà pour le Tableau.

L'écran est un carton, noirci ou non, qu'on superpose au Tableau, et au milieu duquel on a enlevé un carré, formant fenêtre, exactement de la grandeur du grand carré rouge. Sur la *fig.* 1, l'écran est la partie ombrée.

Cet écran est supporté par le Tableau, au moyen de deux coulisses parallèles MN et M'N' se faisant face, de manière à être astreint à ne se déplacer que suivant un mouvement de tiroir.

Ce déplacement se fait diagonalement, c'est-à-dire que la fenêtre, qui, pour une certaine position, coïncide avec le carré rouge, doit toujours, dans toutes les autres positions, avoir sa diagonale qui passe par le zéro des échelles, en coïncidence avec la diagonale correspondante du carré rouge ou avec son prolongement.

Pour toute position de l'écran, on pourra lire à la fois dans la fenêtre :

1° Les forces électromotrices en jeu et l'intensité du courant sur les trois échelles;

2° Les énergies développées par seconde, exprimées en volt-coulombs, savoir : l'énergie intérieure calorifique représentée par la surface rouge visible; l'énergie extérieure chimique, mécanique ou calorifique, par la surface verte découverte; et l'énergie totale, par l'ensemble de ces surfaces rouge et verte.

La position donnée à l'écran dans la *fig.* 1 correspond à une force électromotrice d'opposition $e = 0,3$ volt, et on lit, dans la fenêtre :

Intensité, $I_q = 0,7$ ampère;
Énergie intérieure [surface rouge $(E - e) I_q$] $= 0,7 \times 0,7 = 0,49$ volt-coulomb;
Énergie extérieure (surface verte, $e I_q$) $= 0,7 \times 0,3 = 0,21$ volt-coulomb;
Énergie totale, $E I_q = 1,0 \times 0,7 = 0,70$ volt-coulomb.

Pour faire l'application du Tableau aux divers cas, il y a quelques distinctions à faire, suivant que le travail *extérieur* est chimique, mécanique ou calorifique.

1° S'il s'agit d'une électrolyse, il suffit d'admettre que les con-

ducteurs extérieurs du courant ne présentent pas de résistance appréciable, et que e est la force contre-électromotrice due à la décomposition de l'électrolyte.

2° S'il s'agit de la production de travail mécanique par un moteur électrique considéré comme théoriquement parfait et animé par le générateur d'électricité, il faudra supposer que le fil du moteur et les conducteurs appartiennent au circuit intérieur du générateur, et que, par suite, le courant $I_0 = 1$ ampère est celui qu'il fournit quand le circuit total est parcouru, le moteur étant maintenu au repos par un calage.

Cela revient à supposer que la résistance du circuit total est de 1 ohm.

Alors e représentera la force électromotrice d'opposition engendrée par le mouvement du moteur, I_q l'intensité du courant, la surface rouge l'énergie calorifique et la surface verte l'énergie mécanique en volt-coulombs par seconde.

3° Si l'on veut considérer une production de chaleur seule et sa répartition entre l'intérieur du générateur et le circuit extérieur formé par des conducteurs, il suffira de se rappeler que la force électromotrice d'opposition due à la résistance électrique des conducteurs extrapolaires n'est autre que le potentiel libre e, existant à la borne positive du générateur *pendant le passage* du courant et répondant à la formule (3) précédente.

Alors les surfaces rouge et verte découvertes exprimeront les énergies développées en chaleur, la rouge dans le générateur et la verte dans les conducteurs extrapolaires.

On pourra même, en outre, comparer les résistances R_0 et R_q; car, en lisant l'échelle des intensités en sens inverse, on lui fera exprimer des ohms.

Par exemple, dans la position de la *fig.* 1 qui correspond à un potentiel de résistance $e = 0{,}3$ volt, l'échelle des intensités qui donne $I_q = 0{,}7$ ou $\frac{7}{10}$ ampère pourra aussi être lue inversement : résistance totale (qui est l'inverse de l'intensité)

$$R_0 + R_q = \tfrac{10}{7} \text{ ohm};$$

puis, résistance extérieure (qui est la résistance totale, moins un)

$$R_q = \tfrac{10}{7} - 1 = \tfrac{3}{7} \text{ ohm}.$$

Dans les trois cas que nous venons de passer en revue, les nombres lus sur les échelles des (E — *e*) et des *e* expriment encore les rendements, c'est-à-dire les rapports des énergies particulières à l'énergie totale et, par suite, les rapports de ces énergies particulières entre elles, car ces énergies sont toujours figurées par trois rectangles qui (ayant une dimension commune, l'intensité) sont entre eux dans le rapport de leur autre dimension.

Autre construction. — La construction suivante (*fig.* 2) supprime l'écran à fenêtre.

Elle n'est autre que l'épure de la *fig.* 1, dans laquelle on a fait glisser le grand triangle parallèlement à lui-même, de droite à gauche, le long de la ligne des forces électromotrices, pour l'amener dans le grand carré où il occupe la moitié à gauche. En supprimant une partie du quadrillage devenue inutile, on a ainsi obtenu la *fig.* 2 (qui a été dressée à une échelle plus grande que la *fig.* 1), où la vue est frappée par une série de lignes figurant des T aboutissant aux divisions des échelles. Chaque T correspond à une position de la fenêtre du modèle précédent et remplit le même office.

On n'entrera dans aucun détail sur cette construction qui sera comprise aisément sans explication, quand on connaîtra la construction générale (*fig.* 3) dont elle a donné l'idée.

Cette construction générale répond à l'énoncé suivant :

On a un générateur d'électricité déterminé par sa force électromotrice E *et par l'intensité* I_0 *de son courant en court circuit. On lui oppose extérieurement une force contre-électromotrice e plus petite que* E. *Déterminer graphiquement la nouvelle intensité* I_q *du courant, l'énergie totale développée par seconde et sa répartition entre le circuit intérieur et le circuit extérieur.*

Solution. — Soit tracé OVDA (*fig.* 3) le rectangle du générateur, dans lequel le côté OV représente la force E et le côté OA, l'intensité I_0. On mène la diagonale DO. Du point V on prend sur VO une longueur VV′ égale à *e*. Du point V′ ainsi déterminé, on mène une parallèle à OA, laquelle rejoint la diagonale au point K. De K on mène une parallèle à VO; celle-ci atteint le côté DV en un point D′ et le côté AO en un point A′.

On a ainsi tracé une sorte de T, figuré par les droites V′K et D′A′ et qui répond à la solution du problème.

Nous appellerons ce T, d'une manière générale, T *de distribution de la puissance,* car il comprend entre ses branches tous les éléments de cette distribution, et il joue ici le même rôle que la fenêtre dans le modèle 1; seulement on remarquera que le rectangle de la puissance extérieure se trouve à gauche au lieu d'être à droite.

En effet, sur la *fig.* 3, on a :

Intensité $I_q = OA'$;
Différence des forces électromotrices $(E - e) = OV'$;
Puissance totale $EI_q =$ surface du rectangle OVD′A′;
Puissance intérieure $(E - e)I_q =$ surface du rectangle OV′KA′;
Puissance extérieure $eI_q =$ surface du rectangle V′VD′K.

Si, dans l'énoncé, on avait supposé I_q connu et e inconnu, on aurait pu également construire le T de distribution, mais en traçant d'abord sa branche horizontale, puis sa branche verticale.

On sait qu'une des conséquences de la loi de la distribution de l'énergie par l'électricité est que, pour un même générateur, il y a, en général, deux intensités différentes du courant qui correspondent à la production d'une même puissance extérieure.

Le simple tracé d'une parallèle permet de déterminer l'une quelconque de ces intensités quand on connaît l'autre et, par suite, de mener le second T de distribution.

Faisons-en l'application au cas de la *fig.* 3 : par le point V′ on tracera V′D″ *parallèle à la diagonale* DO; on déterminera ainsi sur VD le point d'intersection D″, par lequel on mènera le T de distribution D″A″K′V″ qui correspond à la seconde intensité, laquelle est VD″ ou OA″.

Ce système de représentation se prête également bien à la figuration des cas complexes, ainsi que le montre l'exemple suivant compliqué à dessein, où le courant électrique produit à la fois, dans le circuit extérieur disposé en série, des effets calorifiques, des effets d'électrolyse et des effets mécaniques.

Soit un générateur d'électricité déterminé, comme précédemment, par sa force électromotrice E et l'intensité I_0, et représenté par le rectangle OEI'_0I_0 (*fig.* 4).

On suppose que le courant électrique parcourt : 1° une bobine

de fil conducteur; 2° le fil d'un moteur électrique (supposé sans frottements) maintenu au repos par un calage; 3° un bain électrolytique (supposé sans résistance); 4° une autre bobine de fil. On enlève alors la cale; le moteur électrique se met en mouvement entraînant une charge convenablement établie, et sa vitesse devient constante.

On demande de déterminer graphiquement la distribution de l'énergie dans les diverses parties du circuit, sachant que l'intensité I_0 devient

I_1 par le passage du courant dans la bobine n° 1 seule;
I_2 » » dans la bobine n° 1 et le fil n° 2 réunis en série;
I_3 par le passage du courant dans les n°s 1, 2, 3 réunis en série;
I_4 » » dans les n°s 1, 2, 3, 4 réunis en série;
I_5 quand le courant parcourt tout le circuit et que le moteur a pris son mouvement uniforme.

Pour résoudre le problème, il suffit de mener les T de distribution correspondant aux intensités I_1, I_2, I_3, I_4, I_5 comme on le voit (*fig.* 4), mais on remarquera que la branche verticale des T n'y est figurée que par une amorce, quand elle n'est pas indispensable.

Il serait trop long de donner une description détaillée; du reste, quelques courtes explications suffiront pour permettre de se rendre compte, sur la figure, des effets produits à mesure que le courant rencontre des obstacles plus nombreux, et enfin de l'effet définitif.

Les numéros placés sur les lignes horizontales correspondent à l'effet produit par l'obstacle de même numéro, et cet effet est mesuré par la longueur de la portion de ligne ainsi numérotée. Par exemple, la force électromotrice d'opposition produite par la bobine n° 1, force variable avec l'intensité, est indiquée :

Par le n° 1 de la ligne $I_1 I'_1$ quand l'intensité est I_1;
» n° 1 » $I_2 I'_2$ » I_2;
» n° 1 » $I_3 I'_3$ » I_3,
et ainsi de suite.

Sans nous arrêter aux effets successifs particuliers, ne considérons, pour abréger, que l'effet définitif.

L'intensité du courant est alors I_5 ; la ligne $I_5 I'_5$ montre, par ses subdivisions, la valeur de chacune des forces électromotrices d'opposition que le courant a à surmonter.

Ce sont, en allant de gauche à droite sur cette ligne : la force n° 3 due à l'électrolyte, e; puis la force n° 5 ou e' due au mouvement du moteur; puis les forces n°s 4, 2, 1, dont la somme est e'', dues aux résistances électriques de la bobine n° 4, du fil de la machine n° 2, et de la bobine n° 1 ; enfin il reste de la ligne une portion non numérotée qui représente la valeur $[E-(e+e'+e'')]$ de la force électromotrice qui détermine le courant.

Quant aux diverses énergies développées par seconde, elles sont mesurées par les surfaces des rectangles situés au-dessous des mêmes numéros. On a donc, pour le circuit extérieur : énergie électrolytique, rectangle n° 3; énergie mécanique, rectangle n° 5; énergie calorifique dans les conducteurs extérieurs, somme des rectangles n°s 4, 2, 1 ; enfin l'énergie calorifique développée dans l'intérieur du générateur est figurée par le dernier rectangle à droite qui n'est pas numéroté.

Une dernière explication à donner est relative aux dénominations : *résistance intérieure,* inscrite au-dessus de la ligne $I_0 I'_0$, et *résistances extérieures,* inscrite au-dessus de son prolongement.

Cela veut dire que, si l'on convient de représenter arbitrairement la résistance intérieure du générateur par la longueur de la ligne $I_0 I'_0$, les portions de son prolongement marquées 1, 2, 4 représenteront à la même échelle les résistances de la bobine n° 1, du fil n° 2, et de la bobine n° 4.

Du reste, on remarquera qu'on pourrait prendre toute autre ligne horizontale de la figure pour faire cette comparaison, car ces lignes présentent toutes des subdivisions proportionnelles, et, en outre, elles offrent un moyen commode de déterminer graphiquement par quelle résistance on pourrait remplacer, dans des conditions données, la force contre-électromotrice d'un électrolyte ou d'un moteur électrique, sans faire varier l'intensité du courant, et réciproquement. Exemple : sur la ligne $I_3 I'_3$, le courant restant I_3, on peut remplacer le bain électrolytique par une résistance mesurée par la longueur de la portion 3 de cette ligne, les autres résistances étant figurées à la même échelle par ses autres subdivisions.

Non seulement ce mode de représentation avec ses conventions invariables peut s'appliquer à tout générateur simple d'électricité, il peut aussi servir à figurer *une pile* d'un nombre quelconque d'éléments avec ses divers couplages et à en démontrer les propriétés.

Si l'on appelle *rectangle élémentaire* le rectangle d'un élément, le *rectangle de la pile* pris dans le sens général sera tout *rectangle enveloppe* formé par la réunion de tous les rectangles élémentaires. Or l'arrangement de ces derniers, pour obtenir un rectangle enveloppe, pourra se faire le plus souvent de plusieurs manières qui correspondent à tous les couplages distincts de la pile.

La superposition *verticale* des rectangles élémentaires en une seule file donne le montage en *quantité* ou *batterie*, car les lignes d'intensité s'ajoutent; la juxtaposition *horizontale* sur un seul rang représente le montage en *tension* ou *série*, car les lignes de force électromotrice s'ajoutent; enfin la combinaison de la superposition et de la juxtaposition produit tous les couplages mixtes.

Si l'on prend pour exemple une pile de 6 éléments, et que l'on désigne par ε et i les dimensions d'un rectangle élémentaire, on pourra en former une pile par les quatre couplages représentés par les *fig.* 5, 6, 7, 8.

Ces figures se comprennent d'elles-mêmes.

Addition. — La distribution de la puissance dans le rectangle d'un générateur d'électricité peut encore être obtenue par un T de distribution d'un autre genre qui correspond à la formule suivante :

$$\underbrace{(E-e)I_0}_{\text{Puissance totale.}} = \underbrace{(E-e)I_q}_{\text{Puissance intérieure.}} + \underbrace{(E-e)(I_0-I_q)}_{\text{Puissance extérieure.}}.$$

Pour le tracer, il suffit (*fig.* 3) de prolonger par la pensée la droite V'K jusqu'à sa rencontre avec la ligne DA en un point F non marqué. On détermine ainsi le T de distribution V'FKA' qui répond à la question, car on a

$$\text{Rectangle A'KFA} = (E-e)(I_0-I_q),$$
$$\text{Rectangle OV'FA} = (E-e)I_0,$$
$$\text{Rectangle OV'KA'} = (E-e)I_q.$$

Mesure des basses températures;

Par MM. L. Cailletet et E. Colardeau.

Si l'on pouvait disposer, comme corps thermométrique, d'un gaz réalisant cet état idéal que les physiciens nomment *état parfait,* les indications d'un thermomètre construit avec ce gaz seraient en parfaite concordance avec cette échelle de températures que les principes de la Thermodynamique ont permis de concevoir, et qui a reçu le nom d'*échelle des températures absolues.*

Parmi les gaz, l'hydrogène réalise, d'une manière presque rigoureuse, cet état parfait, du moins dans les conditions ordinaires de température et de pression, et il ne fait que s'en rapprocher davantage à mesure que la température s'élève.

Mais le thermomètre à hydrogène est toujours d'un maniement délicat. Les thermomètres à liquides, plus commodes en pratique, ne pourront donner des indications aussi valables que les siennes, qu'à la condition qu'on les aura gradués par comparaison directe avec lui.

Les divers physiciens qui se sont occupés de cette graduation l'ont surtout effectuée pour les températures élevées, et ils l'ont laissée presque entièrement de côté pour les basses températures. Les travaux réalisés depuis un certain nombre d'années sur la liquéfaction des gaz, en rendant possible la production de très grands froids, nous ont fait penser qu'il y aurait un intérêt véritable à combler cette lacune en apportant à la mesure des basses températures une méthode rationnelle et précise.

Mais une autre question se pose alors. L'hydrogène, en s'approchant de son point critique de liquéfaction, doit sans doute, comme tous les autres gaz, éprouver des modifications dans ses propriétés physiques : il doit perdre graduellement ses qualités de gaz parfait, qui constituent tout l'avantage de son emploi aux températures élevées.

Ses indications cessent alors de concorder avec l'échelle des températures absolues. Elles redeviennent arbitraires.

A quel moment la concordance cesse-t-elle d'être satisfaisante? Quelle est la limite inférieure jusqu'à laquelle on pourra compter

sur le thermomètre à hydrogène? Des expériences basées sur le principe que nous allons indiquer nous semblent propres à fournir une solution de la question.

La dilatation d'un corps n'est pas le seul phénomène qui soit fonction de la température. On peut citer, dans cet ordre d'idées, les résistances électriques, la quantité de chaleur accumulée dans un corps, le moment magnétique d'un barreau aimanté, les indices de réfraction, le pouvoir rotatoire, les phénomènes thermo-électriques, etc.

Imaginons qu'une série d'appareils fondés sur ces propriétés se trouvent réunis, ainsi qu'un thermomètre à hydrogène, dans un même milieu. Notons, pour chacun d'eux, les indications I_1, I_2, I_3, ... qu'il donne, quand la température de l'enceinte prend les valeurs successives T_1, T_2, T_3, ... fournies par le thermomètre à hydrogène, dans les limites où ce gaz réalise, d'une façon suffisante, l'état parfait.

En traçant la courbe de ces résultats, nous obtenons la relation

$$I = f(T),$$

qui relie les indications de chacun d'eux à la température absolue, dans les limites de l'expérience.

Une fois cette relation établie, nous pourrons réciproquement nous en servir pour calculer la valeur de T, d'après l'indication correspondante I donnée par l'appareil. Mais il est clair que ce calcul n'aura de valeur qu'autant que T sera compris dans les limites entre lesquelles on aura effectué la graduation. Toute extrapolation un peu éloignée de ces limites sera dépourvue de certitude.

Admettons toutefois que cette extrapolation donne des résultats bien concordants pour tous les appareils mis en œuvre, ou du moins pour un grand nombre d'entre eux. Cette concordance même tendra à prouver que la courbe tracée pour chaque phénomène, en fonction de la température absolue, continue à le représenter exactement lorsqu'on la prolonge au delà des limites de la graduation. Alors chaque extrapolation sera justifiée par son accord avec les autres, et cette justification sera d'autant meilleure que le nombre des appareils comparés sera plus grand et que leur construction sera basée sur des phénomènes plus dissemblables.

En abaissant peu à peu la température pour laquelle on réalisera cette comparaison, on pourra sans doute saisir le moment où l'hydrogène, assez rapproché de son point critique, cessera de donner une concordance suffisante. Ce sera le moment de renoncer à son emploi.

Il reste maintenant à soumettre la méthode au contrôle de l'expérience. Les appareils que nous avons choisis pour cet objet sont au nombre de cinq ; ce sont :

Un thermomètre à hydrogène ;
Une résistance électrique constituée par un fil de platine ;
Deux pièces thermo-électriques ;
Enfin un lingot de platine refroidi dans le milieu en expérience et servant à une mesure calorimétrique.

Thermomètre à hydrogène. — Cet appareil est un thermomètre à volume constant (1), employé depuis plusieurs années par l'un de nous, en particulier dans des recherches faites en collaboration avec M. Bouty sur la mesure des résistances électriques aux basses températures.

Résistance électrique. — Le fil de platine a un diamètre de $0^{mm},2$ et une longueur de 6^{m} environ. Il est enroulé en hélice sur un tube mince en ébonite, dans lequel pénètre librement le réservoir du thermomètre à hydrogène. Ses deux extrémités sont reliées à une boîte de résistances formant pont de Wheatstone : un galvanomètre apériodique Deprez-d'Arsonval permet de mesurer sans hésitation sa résistance à $\frac{1}{100}$ d'ohm près.

Pinces thermo-électriques. — Les avantages des pinces thermo-électriques, si connus depuis les travaux de M. E. Becquerel, nous engageaient à les employer comme appareils de mesures. L'une de ces pinces est le couple platine pur-platine rhodié employé par M. Le Chatelier pour la mesure des hautes températures. Cette pince se rapproche, aux basses températures, de son point neutre, ce qui a l'inconvénient de diminuer sa sensibilité. C'est pour cette

(1) *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. CVI, p. 155 ; 1888.

raison que nous avons employé simultanément une pince d'une autre nature, s'éloignant, au contraire, de ce point neutre, par refroidissement. Le couple fer-cuivre satisfait à ces conditions.

Un commutateur permet d'intercaler à volonté le galvanomètre dans le circuit de chacune de ces pinces, ou dans le pont de Wheatstone.

Pour établir la relation qui relie la température à la résistance du fil et à la force électromotrice des pinces, on a plongé ces appareils dans des milieux à diverses températures parfaitement déterminées, qui sont :

1° Le point d'ébullition de l'eau à la pression $0^m,760$;
2° Le point de fusion de la glace;
3° Le point d'ébullition du chlorure de méthyle à la pression ordinaire.

L'échantillon de ce chlorure de méthyle que nous avons employé a donné, pour cette ébullition, le nombre $-23°,4$, évalué à l'aide d'un excellent thermomètre à mercure, soigneusement contrôlé au Bureau international des Poids et Mesures. Nous avons trouvé que les courbes de la résistance électrique et de la force électromotrice des pinces sont représentées, en fonction de la température, par les équations de forme connue :

Résistance électrique.....	$R_t = R_0 + 0,04379\,t - 0,0000109\,t^2$
Pince Le Chatelier.......	$E_t = 0,51048\,t + 0,001624\,t^2$ (¹)
Pince fer-cuivre..........	$E_t = 0,7935\,t - 0,001335\,t^2$.

Expérience calorimétrique. — Nous devons à l'obligeance de M. Violle, dans le laboratoire duquel nos expériences ont été faites, un lingot de platine pur, du poids de 300^{gr}. Ce lingot a la forme d'un prisme rectangulaire; il ne plonge pas directement dans le bain, mais il est renfermé dans un étui de cuivre mince, ouvert à l'une de ses extrémités. On bouche cette ouverture, pendant l'expérience, au moyen d'un tampon de coton destiné à empêcher le réchauffement par le renouvellement de l'air intérieur. On peut extraire le lingot de cet étui au moyen d'un fil de platine fixé à l'une de ses extrémités.

(¹) La seconde soudure des pinces est supposée maintenue dans la glace fondante.

Qand ce système a séjourné assez longtemps dans le gaz liquéfié pour en avoir pris la température, on le transporte rapidement au-dessus d'un calorimètre Berthelot. Le lingot enlevé de l'étui est plongé dans le calorimètre, dont on suit la température à l'aide d'un thermomètre qui donne le centième de degré.

Les avantages de l'étui de cuivre mince sont faciles à saisir. Il empêche le lingot d'emporter avec lui dans le calorimètre le gaz liquéfié, il protège le métal contre le rayonnement pendant le transport, enfin il met obstacle à la condensation de la vapeur d'eau atmosphérique.

Le calcul de la température du lingot se fait facilement par l'application de la formule donnée par M. Violle pour résumer l'étude calorimétrique du platine entre 0° et 1700°.

Résultats des expériences. — Nos premières expériences, portant sur le protoxyde d'azote, ont été effectuées avant l'installation complète des pinces thermo-électriques. Elles ne comportent donc que l'emploi de trois de nos appareils. Les expériences suivantes, faites avec l'éthylène liquide, nous ont fourni les résultats de la comparaison des cinq appareils.

Nous résumons ces résultats dans le Tableau suivant :

	Température d'ébullition sous la pression atmosphérique.	
	Protoxyde d'azote.	Éthylène.
	°	°
Thermomètre à hydrogène........ ..	— 88,8	— 102,4
Résistance électrique..............	— 88,7	— 102,6
Expérience calorimétrique.........	— 88,9	— 102,0
Pince platine-platine rhodié.......	»	— 102,1
Pince fer-cuivre..................	»	— 102,9

Les nombres ainsi obtenus présentent, comme on le voit, une concordance aussi satisfaisante qu'on peut l'espérer dans des expériences de ce genre. La conclusion de ces résultats doit donc être que l'hydrogène continue à être à un gaz parfait jusqu'à — 100°.

Il nous a paru intéressant d'examiner en même temps quelles indications donne, dans ces liquides à basse température, un thermomètre à alcool gradué par la méthode ordinaire. Les points fixes de ce thermomètre ont été obtenus dans la glace fondante et

dans l'eau à + 30°. Cet intervalle a été divisé en parties égales, et la graduation a été prolongée. Dans ces conditions, l'appareil marque seulement — 89°,5 dans l'éthylène bouillant à la pression de l'atmosphère : c'est une différence d'environ 13° avec les nombres mentionnés ci-dessus.

La concordance des appareils thermométriques précédents nous a engagés à utiliser la plus sensible de nos pinces thermo-électriques, pour effectuer quelques expériences complémentaires sur les mélanges réfrigérants à base d'acide carbonique solide.

Lorsqu'on veut employer l'acide carbonique neigeux pour obtenir un froid intense, on le mélange ordinairement avec de l'éther, d'après les indications de Faraday et de Thilorier. Dans ces conditions, on considère généralement l'éther comme simplement destiné à établir, avec les corps à refroidir, un contact beaucoup plus parfait que celui qu'on obtient avec la neige seule.

Il y a lieu de se demander si l'éther n'a pas, en réalité, une action spéciale autre que celle-là.

Pour nous en assurer, nous avons commencé par mesurer la température qu'on obtient au moyen de la neige carbonique seule. Une pince thermo-électrique permettant d'apprécier facilement une fraction de degré a été placée au centre d'une grande masse de cette substance. On a opéré successivement, soit en tassant fortement la neige, soit en lui laissant son degré de porosité ordinaire. Les résultats obtenus n'ont différé que de quantités insignifiantes, et la température de la neige, à la pression ordinaire, a toujours oscillé aux environs de — 60°.

Nous avons cherché en même temps quel abaissement de température subit cette neige par l'action du vide. Au moyen d'une puissante machine pneumatique rotative de Bianchi et de l'action absorbante de la potasse, nous avons pu maintenir, pendant un temps très long, un vide presque complet sur une grande masse de neige carbonique. La température ne s'est pas abaissée au delà de — 76°. L'intérêt qui s'attache à cette expérience nous a engagés à la répéter un grand nombre de fois en variant, autant que possible, les conditions, et le froid obtenu n'est pas descendu au-dessous de cette température.

Or la même pince thermo-électrique nous a donné, dans le mélange pâteux d'acide carbonique solide et d'éther, à la pression

ordinaire, une température de — 77°. Dans le vide, cette température s'est abaissée jusqu'à — 103° environ. Ce mélange donne donc des températures, respectivement inférieures de 17° et de 27° à celles données par la neige seule dans les mêmes conditions de pression.

L'expérience suivante montre d'ailleurs, d'une manière bien nette, le rôle spécial que joue l'éther. On sait qu'en plongeant dans le mélange un tube contenant de l'acide carbonique liquide, le contenu du tube se solidifie très rapidement. Si la température du mélange n'était pas inférieure à celle de la congélation de l'acide carbonique, cette congélation ne se produirait évidemment pas.

Pour déterminer ce rôle particulier du liquide dans le mélange, nous avons ajouté peu à peu à de l'éther de l'acide carbonique neigeux. Les premières parties de cette neige disparaissent rapidement au contact du liquide. Cette disparition n'est pas due seulement à une volatilisation résultant de la différence des températures, mais à une dissolution de la matière solide. En effet, l'éther, qui a conservé sa transparence et sa limpidité, donne, pendant un temps assez long, un dégagement régulier de gaz carbonique. En continuant les additions de neige, il arrive un moment où elle cesse de se dissoudre et où le mélange prend une consistance de plus en plus épaisse. En suivant avec la pince thermoélectrique les variations de la température, on remarque qu'elle s'abaisse à chaque addition de neige, jusqu'au moment où le liquide, perdant sa transparence, indique un état de saturation.

Il nous semble donc naturel d'admettre que le froid produit par la dissolution de l'acide carbonique solide dans l'éther est la cause de la différence des températures, que nous avons constatée entre la neige seule et le mélange, Le froid maximum est atteint précisément au moment de la saturation.

On conçoit, d'après cela, qu'en faisant varier les proportions de ce mélange, les différences de température obtenues devront être à peu près nulles, à la condition qu'il y ait un excès de neige solide qui maintienne la saturation. Nous avons constaté, en effet, qu'en faisant varier les proportions depuis la consistance sirupeuse jusqu'à l'état de pâte presque solide, cette différence est à peine de 1°.

Pour confirmer le rôle que nous avons attribué à l'éther, nous avons repris ces expériences avec d'autres dissolvants. Nous avons obtenu les résultats suivants :

	Températures observées.
	°
Chlorure de méthyle..................	— 82
Acide sulfureux......................	— 82
Éther acétamylique...................	— 78
Trichlorure de phosphore.............	— 76
Sulfure de carbone...................	— 74
Alcool absolu........................	— 72
Liqueur des Hollandais...............	— 60

Avec les trois derniers liquides, et surtout avec la liqueur des Hollandais, la solubilité de la neige carbonique est manifestement moindre qu'avec les autres. Ce sont aussi ces liquides qui donnent les moins grands refroidissements.

SÉANCE DU 20 JUILLET 1888.

La séance est ouverte à 8 heures et demie.

Le procès-verbal de la séance du 6 juillet est lu et adopté.

Sont élus Membres de la Société :

M. Broca (André), ancien élève de l'École Polytechnique, préparateur de Physique à la Faculté de Médecine de Paris.

M. Gariel, à l'occasion de la communication faite à la séance précédente par M. Hospitalier, émet le vœu qu'il soit donné un nom à l'unité de chacune des grandeurs qui sont à considérer dans les Sciences physiques.

M. F. Drouin présente une méthode de lecture des appareils à réflexion, reposant sur l'emploi d'un miroir transparent qu'on fixe à la place du miroir argenté employé ordinairement.

En plaçant l'œil devant ce miroir, qui joue le rôle d'une chambre claire, on aperçoit par réflexion l'image virtuelle d'un réticule éclairé, et par transparence une échelle divisée fixe placée derrière l'appareil, de telle sorte que, lorsque le miroir tourne, l'image virtuelle du réticule semble se déplacer sur l'échelle.

L'avantage de cette disposition est de permettre de faire les mesures dans une salle très éclairée.

On peut donner une valeur quelconque à la distance entre l'échelle et

l'appareil, jusqu'à la limite où l'œil cesse de distinguer facilement deux divisions voisines.

Il est nécessaire de placer le réticule et l'échelle à égale distance du miroir, pour éviter toute erreur de parallaxe.

Enfin l'échelle doit être de révolution autour de l'axe de rotation du miroir.

M. Drouin présente un galvanomètre Deprez-d'Arsonval, construit par M. Carpentier, et muni du miroir transparent.

M. Pellat fait remarquer que la distance qui existe entre le réticule et l'œil doit empêcher d'apprécier les fractions de millimètre aussi facilement que par projection sur une échelle transparente, par exemple.

M. Drouin répond qu'en effet il ne donne pas cette méthode comme plus précise que la méthode ordinaire, mais qu'elle est d'un emploi plus commode, surtout pour les mesures par réduction à zéro.

M. Mallard entretient la Société de la comparaison que M. Le Chatelier et lui viennent de faire entre les résultats de leurs anciennes expériences sur la variation des chaleurs spécifiques avec la température et ceux des belles et nombreuses recherches faites dans ces dernières années par MM. Sarrau et Vieille sur les pressions développées par la détonation, en vase clos, des substances explosives.

Soient ϖ le poids d'un explosif détonant dans le volume V, P la pression développée, T la température absolue de détonation, v_0 le volume des gaz formés ramené à 0° et à la pression atmosphérique, la formule de Clausius, dans laquelle on peut négliger le terme p correctif de la pression, donne

$$P = \frac{f\Delta}{1 - \alpha\Delta}, \tag{1}$$

en posant

$$\Delta = \frac{\varpi}{V}, \qquad f = \frac{1{,}033\, v_0 T}{273\,\varpi}, \qquad \alpha = \frac{u v_0}{\varpi},$$

u étant le covolume.

Grâce aux perfectionnements qu'une magistrale étude, à la fois théorique et expérimentale, leur a permis d'apporter dans l'emploi des manomètres à écrasement, MM. Sarrau et Vieille mesurent P avec une assez grande approximation.

Les résultats obtenus par ces savants observateurs, notamment avec l'azotate d'ammoniaque, la dynamite, le fulmicoton et la mononitronaphtaline, mélangés respectivement à la quantité d'azotate d'ammoniaque suffisante pour les brûler complètement, le fulmicoton et l'acide picrique, vérifient la loi du covolume pour des températures et des pressions qui vont jusqu'à 3000° et 7000^{atm}. Ils montrent en outre que le covolume u est très sensiblement le même pour tous les gaz (au moins pour ceux qui peuvent se produire par la détonation d'un explosif), et égal à 0,001.

Les expériences de MM. Sarrau et Vieille permettent ainsi d'obtenir la valeur de f correspondant à la détonation d'un explosif donné.

On peut, d'autre part, obtenir f en calculant la température absolue T de détonation, au moyen de la quantité de chaleur Q dégagée par la réaction et des valeurs des chaleurs spécifiques gazeuses, telles qu'elles ont été données par MM. Mallard et Le Chatelier. L'accord entre les deux valeurs de f ainsi obtenues est aussi satisfaisant qu'on pouvait le désirer.

La comparaison montre cependant qu'il convient de diminuer un peu le taux d'accroissement par degré attribué à la chaleur spécifique moléculaire à volume constant (moyenne de 0° à t°) de la vapeur d'eau, et de l'abaisser de 0,0038 à 0,0030. Cette diminution était au reste à prévoir; car, pour obtenir le chiffre 0,0038, on avait été obligé de considérer comme nulle à 3400° la dissociation, qu'on avait seulement démontrée devoir être faible.

Quant à la chaleur spécifique moléculaire des gaz parfaits, son accroissement avec la température avait été pour la première fois constaté par MM. Mallard et Le Chatelier, mais ils n'avaient fixé qu'avec beaucoup de réserve le taux de cet accroissement par degré à 0,0006.

L'accroissement signalé, et dont la réalité était restée douteuse pour beaucoup de physiciens, est rendu absolument indubitable par les expériences de MM. Sarrau et Vieille. La constance de la chaleur spécifique des gaz parfaits conduirait en effet pour l'acide picrique à un f égal à 11000, tandis que la valeur expérimentale est 8500.

Les mêmes expériences montrent, d'ailleurs, que le taux d'accroissement par degré de la chaleur spécifique des gaz parfaits doit être augmenté et que sa valeur probable est 0,0012, au moins pour la température de 2400°. Ce chiffre se rapproche de celui (0,0011) qui se déduit de la valeur attribuée par MM. Berthelot et Vieille à la pression développée par la combustion du cyanogène brûlant pour oxyde de carbone.

En terminant, M. Mallard, en son nom et au nom de M. Le Chatelier, adresse ses vifs remerciements à MM. Sarrau et Vieille, qui ont eu l'obligeance extrême de leur communiquer quelques-uns de leurs résultats encore inédits.

M. Pellat demande à l'auteur de la communication précédente comment il reconnaît que la dissociation n'intervient point dans les phénomènes qu'il a étudiés.

M. Mallard répond que la marche du refroidissement qui suit immédiatement la déflagration ne laisse aucun doute à cet égard. D'autre part, la régularité des droites représentatives des $\frac{P}{\Delta}$, dont la forme s'accorde avec une théorie fondée sur l'hypothèse de l'absence de la dissociation, donne déjà à cette hypothèse un degré de probabilité bien voisin de la certitude.

M. Pellin présente, au nom de M. Macé de Lépinay, un dispositif, désigné sous le nom de *polariseurs acoustiques*, permettant d'imiter et d'expliquer les phénomènes de polarisation de la lumière.

Le polariseur se compose d'un cylindre de 6^{cm}, dans lequel est pratiquée une fente de 1^{mm} de large, passant par l'axe du cylindre et qui s'étend d'un côté à 0,02 de l'axe et de l'autre jusqu'à la surface.

Les extrémités du cylindre sont peintes en noir, à l'exception de deux losanges blancs, qui figurent les sections du polariseur.

La fente est dans le plan principal du losange.

Ce cylindre tourne dans une bonnette portant une fente dans toute sa longueur; le tout est supporté par une colonne et un pied lourd.

Si, sur le trajet d'une corde mise en vibration par un diapason entretenu électriquement et dont la tension est réglée de manière à présenter quatre ventres bien nets, on introduit la fente du polariseur au milieu du second ventre, on constate que, quelque complexe que soit la forme de la vibration entre le diapason et le polariseur, le reste de la corde vibre suivant le plan de la fente ou la section du polariseur.

Cet appareil joue donc bien le rôle de polariseur.

Si l'on introduit au milieu du dernier nœud un appareil identique destiné à jouer le rôle d'analyseur, on constate : 1° que, si les fentes sont parallèles, les vibrations de la corde continuent à s'effectuer dans le plan des fentes; 2° que, si on tourne l'analyseur de 0 à 90, le plan de vibration du dernier ventre tourne en même temps et que son amplitude diminue et devient nulle, lorsque le plan de la fente a tourné de 90°.

Cette immobilité de la dernière partie de la corde, alors que l'amplitude des trois premiers ventres se maintient constante, constitue un phénomène frappant.

M. Pellin répète l'expérience devant la Société.

M. Pellin présente un appareil qui permet, lorsqu'on se sert de la lumière oxhydrique pour la projection du spectre : 1° d'obtenir facilement et très nettement le renversement de la raie D; 2° de maintenir ce renversement aussi longtemps qu'on le désire; 3° de faire voir simultanément la raie brillante et la raie obscure.

Cet appareil se compose d'une lanterne de forme carrée, ouverte sur trois côtés, renfermant deux forts brûleurs à courant d'air, dans la flamme desquels sont placées des cuillers en platine de forme spéciale, destinées à contenir le chlorure de sodium.

La partie supérieure de la lanterne est recouverte d'une toile métallique, qui, tout en concentrant la chaleur, laisse un courant d'air suffisant.

Cet appareil, simple et d'un maniement facile, est destiné, suivant son auteur, à être employé toutes les fois qu'on voudra faire le renversement de la raie D, en projetant le spectre à la lumière oxhydrique.

M. Pellin répète l'expérience devant la Société.

Méthode de lecture des appareils à réflexion;

Par M. F. Drouin.

Cette méthode consiste à fixer sur l'aiguille mobile de l'appareil une chambre claire formée d'une lame de verre transparente très mince M (*fig.* 1).


Fig. 1.



Derrière l'appareil et à une distance d, on place l'échelle divisée fixe E.

En avant se trouve le réticule éclairé R.

L'œil, placé en O devant le miroir transparent M, voit l'échelle E par transparence et le réticule R par réflexion.

Lorsque le miroir tourne d'un angle α, l'image virtuelle du réticule semble se déplacer sur l'échelle, et ce déplacement apparent est, comme dans la méthode ordinaire,

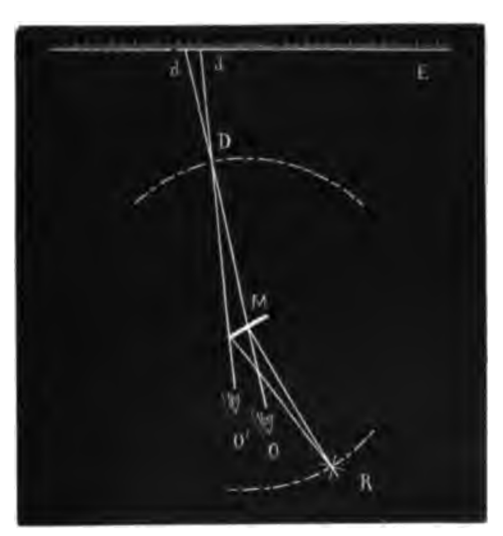
$$d \tan 2\alpha.$$

On remarquera qu'il n'y a pas de mise au point à effectuer et que d peut avoir une valeur quelconque, d'où un moyen de faire varier la grandeur de la déviation. Toutefois, il est évident que d ne saurait être plus grand que la distance à laquelle l'œil cesse de distinguer facilement deux divisions voisines sur l'échelle.

Les lectures ne nécessitent pas une salle obscure; elles sont, au contraire, d'autant plus faciles que celle-ci est plus éclairée.



Fig. 2.



Le réticule R peut être éclairé simplement par la lumière des nuages, au moyen d'un miroir. Il est commode de former ce réticule d'une fente très étroite. On peut également employer un fil tendu dans une ouverture éclairée; mais ce réticule est d'un emploi moins commode, à cause de la proportion à garder entre l'éclairement de l'échelle et celui de l'ouverture; on facilite alors les lectures en employant une lumière colorée.

Le miroir M peut être très léger; son épaisseur est de $\frac{2}{10}$ de millimètre environ.

Il faut remarquer que, si l'on place le réticule et l'échelle à des distances quelconques de l'appareil (*fig.* 2), la division lue sur l'échelle sera différente, suivant qu'on place l'œil au centre ou au bord du miroir, en O ou en O'; il faudrait donc employer un miroir

extrêmement petit, pour que l'erreur qui en résulte fût négligeable. On pourrait encore tracer un trait de repère suivant un diamètre vertical du miroir et faire coïncider ce trait avec celui du réticule, pendant la lecture; mais cette façon d'opérer présente les inconvénients suivants : les lectures sont assez pénibles, parce que l'œil est obligé de faire coïncider deux traits, celui du miroir et celui du réticule. Pour voir nettement ces deux traits, l'œil doit se placer à une certaine distance de l'appareil, de sorte que le champ est très petit et que, de plus, la valeur maxima de *d* est réduite.

Il est plus commode de placer l'échelle en D, de façon que l'appareil soit à égale distance du réticule et de l'échelle. Il est facile de voir que, dans ces conditions, la division lue sera la même, quelles que soient les dimensions du miroir et la position de l'œil.

Dans ce cas, l'échelle doit être de révolution autour de l'axe de rotation du miroir, et les lectures donnent exactement les doubles des angles de rotation.

On peut mettre l'échelle à la place du réticule, et *vice versa* : l'image de l'échelle se déplace alors devant le réticule fixe; mais il n'y a aucun avantage à employer ce dispositif, qui se prête mal à la mesure des élongations.

Sur les chaleurs spécifiques des gaz;

Par MM. Er. Mallard et H. Le Chatelier.

Dans une longue série de recherches dont nous avons jadis rendu compte à la Société, nous avons cherché à déterminer les chaleurs spécifiques des gaz à des températures très élevées, comprises entre 1800° et 3000°. Nous étions arrivés aux conclusions suivantes :

1° Les chaleurs spécifiques des gaz restent indépendantes de la pression à toute température;

2° Les chaleurs spécifiques des gaz parfaits (gaz simples et gaz formés sans condensation) restent égales entre elles jusqu'à 3000°;

3° Toutes les chaleurs spécifiques gazeuses, même celles des gaz parfaits, s'accroissent, quoique inégalement, avec la température;

4° On peut admettre les formules suivantes, représentant les accroissements de chaleurs spécifiques moléculaires *moyennes* entre 0° et t°:

CO^2....................	$c = 6,26 + 0,00367t$
H^2O....................	$c = 5,61 + 0,0033t$
Gaz parfaits............	$c = 4,8 + 0,0006t$

Toutefois la chaleur spécifique de H^2O était établie sur l'hypothèse, que nous n'avions pu vérifier directement, que la dissociation, certainement faible, était nulle à 3000°; si cette hypothèse n'était pas complètement exacte, le coefficient admis pour t devait être un peu trop fort. La chaleur spécifique des gaz parfaits était déduite, par différence, de celle de la vapeur d'eau, et par conséquent était trop faible si celle-ci était trop forte.

Ces conclusions, au moins dans leurs parties essentielles, avaient d'ailleurs été postérieurement confirmées par les expériences de MM. Berthelot et Vieille.

Ayant eu récemment à étudier les substances explosives et leurs effets, nous avons été amenés à constater que ces effets pouvaient être calculés *a priori*, au moins d'une manière très approchée, si l'on connaît la réaction chimique que produit l'explosion, lorsqu'aux données thermochimiques qui caractérisent cette réaction on joint les expressions des chaleurs spécifiques gazeuses, déduites de nos recherches. Les résultats de ces recherches se trouvaient ainsi confirmés dans l'ensemble, et il était en même temps possible de leur apporter quelques corrections en se servant des travaux importants faits sur les substances explosives par divers savants, et en première ligne par MM. Berthelot, Sarrau et Vieille.

Expression représentant la pression développée en vase clos par la détonation d'une substance explosive. — Lorsqu'une substance explosive d'un poids ϖ, enfermée dans un vase clos de volume V, a détoné, elle s'est transformée en une masse, à la température t°, qui peut être composée de gaz, de solides et de liquides. Supposons d'abord que cette masse soit uniquement gazeuse : elle exerce sur les parois du vase une pression P.

Appelons v_0 le volume de la masse gazeuse, ramenée à 0° et à la pression atmosphérique p_0; la formule de Clausius établit entre P, p_0, V, v_0, t la relation

$$\left[\frac{P}{p_0} + \frac{c}{T\left(\frac{V}{v_0} + \beta\right)^2}\right]\left(\frac{V}{v_0} - u\right) = \frac{T}{273},$$

T étant la température absolue de la détonation, soit $t + 273$; c, β, u étant des coefficients propres à la masse gazeuse. La température T étant toujours très grande, ainsi que $\frac{P}{p_0}$, on pourra toujours, lorsqu'il s'agit d'explosifs, négliger le terme $\frac{c}{T\left(\frac{V}{v_0} + \beta\right)^2}$ par rapport à $\frac{P}{p_0}$. La formule se réduit donc à

$$(1) \qquad \frac{P}{p_0}\left(\frac{V}{v_0} - u\right) = \frac{T}{273}.$$

Le coefficient u est le *covolume* propre à la masse gazeuse.

La formule (1) n'est plus alors que la formule proposée d'abord par Dupré, ensuite par M. Hirn, pour remplacer la loi de Mariotte dans le cas de pressions gazeuses très élevées. MM. Noble et Abel avaient proposé une expression d'une forme analogue pour représenter la pression développée en vase clos par un explosif, mais ils lui avaient donné une interprétation physique inadmissible. M. Sarrau, dans ses savantes leçons, malheureusement inédites, professées aux élèves ingénieurs du corps des Poudres, avait restitué à la formule, dite *formule d'Abel,* sa véritable signification, et c'est ainsi qu'elle est présentée par M. Berthelot dans son ouvrage, vraiment fondamental en la matière, sur la *Force des explosifs*.

M. Sarrau ne s'est pas borné à donner à la formule (1) son véritable caractère, il a encore cherché à connaître les valeurs du covolume u pour les différents gaz. Par de laborieux et savants calculs, il a tiré, des expériences de M. Amagat, les valeurs suivantes [1]:

---

[1] M. Sarrau a tiré des mêmes expériences les valeurs des coefficients c et β de la formule générale de Clausius (voir *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. XCIV, p. 639, 718, 845; 1882).

Hydrogène	0,000887
Azote........................	0,001359
Oxygène.....................	0,000890
Acide carbonique.......... ..	0,000866
Formène	0,001091
Éthylène	0,000967

M. Bouty a fait remarquer (¹) que ces nombres sont très peu différents entre eux et ne s'éloignent pas beaucoup de leur moyenne, qui est 0,00101. Il a pensé qu'il n'était pas impossible que u fût une constante pour tous les gaz. C'est la supposition que nous admettrons, en donnant à u la valeur constante 0,0001. L'exactitude, au moins très approchée, de cette hypothèse paraît en effet vérifiée par celle des résultats auxquels elle conduit.

La formule (1) peut se mettre sous la forme

$$(2)\qquad P(V - uv_0) = \frac{1,0333\, v_0 T}{273},$$

P étant exprimé en kilogrammes par centimètre carré. Si la masse gazeuse a le poids ϖ, sa densité Δ est, sous le volume V, $\Delta = \frac{\varpi}{V}$. Cette valeur de Δ, introduite dans (2), donne

$$(3)\qquad P = \frac{f\Delta}{1 - \alpha\Delta},$$

en posant

$$(4)\qquad f = \frac{1,0333\, v_0 T}{273\, \varpi},$$

$$(5)\qquad \alpha = \frac{uv_0}{\varpi}.$$

Les volumes v_0, V sont exprimés en litres, le poids ϖ en kilogrammes.

Si la masse gazeuse tient mélangée une masse solide ou liquide, occupant le volume v à la température absolue T, et ayant un poids $\varpi' - \varpi$, ϖ' étant le poids total de l'explosif, on peut poser

$$\Delta' = \frac{\varpi'}{V};$$

(¹) Jamin et Bouty, *Cours de Physique*. Complément, p. 103.

la masse gazeuse n'occupe plus que le volume V — v, et la densité gazeuse Δ est

$$\Delta = \frac{\varpi}{V - v}.$$

En introduisant ces valeurs dans (3), on obtient aisément

$$(6) \qquad P = \frac{f\frac{\varpi}{\varpi'}\Delta'}{1 - \left(\alpha\frac{\varpi}{\varpi'} + \frac{v}{\varpi'}\right)\Delta'} = \frac{f'\Delta'}{1 - \alpha'\Delta'},$$

en posant

$$(7) \qquad f' = f\frac{\varpi}{\varpi'} = \frac{1,0333\,v_0 T}{273\,\varpi'},$$

$$(8) \qquad \alpha' = \frac{v}{\varpi'} + \alpha\frac{\varpi}{\varpi'} = \frac{v}{\varpi'} + u\frac{v_0}{\varpi'}.$$

La quantité Δ′ est ce qu'on appelle la *densité de chargement* de l'explosif; c'est le rapport du poids de l'explosif au volume dans lequel il est enfermé.

La formule (6) peut se mettre sous la forme

$$(7) \qquad \frac{P}{\Delta'} = \alpha' P + f',$$

de sorte que $\frac{P}{\Delta'}$ est l'ordonnée et P l'abscisse d'une droite dont le coefficient angulaire est α' et l'ordonnée à l'origine est f'. La formule (6) pourra donc être aisément vérifiée, si, pour un certain explosif, on a mesuré par l'expérience un certain nombre de valeurs de P correspondant à des valeurs diverses de Δ′. Le coefficient angulaire de la droite (7), déterminée expérimentalement, devra être égal au coefficient α', que l'on peut calculer si l'on connaît le covolume u, ainsi que le volume gazeux v_0 et le volume v de la matière solide produite par la réaction.

Procédé de mesure des pressions développées par la décomposition d'une substance explosive. — La mesure de la pression P correspondant à la densité de chargement Δ′ se fait au moyen d'un procédé ingénieux qui a été étudié et perfectionné, dans un travail des plus remarquables [1], à la fois théorique et expéri-

[1] SARRAU et VIEILLE, *Mémoire sur les manomètres à écrasement* (*Mémorial*

mental, par MM. Sarrau et Vieille. La pression P s'exerce sur un cylindre de cuivre rouge qui diminue de longueur et dont on détermine l'écrasement ε. MM. Sarrau et Vieille ont montré que ce phénomène d'écrasement n'est régulier que lorsque l'explosif brûle progressivement, avec une vitesse plus ou moins grande, mais sans donner lieu à ce que MM. Berthelot et Vieille ont appelé, à la suite de leurs belles recherches, *l'onde explosive.* Dans ces conditions, le phénomène de l'écrasement correspond à deux cas extrêmes très nets, reliés par des cas intermédiaires moins bien définis. Lorsque l'inflammation de l'explosif se fait d'une manière suffisamment lente (la vitesse est constatée par la marche d'un manomètre enregistreur), l'écrasement est dit *statique,* et la pression P est reliée à l'écrasement ε par une expression de la forme

$$P = k_0 + k\varepsilon.$$

Lorsque l'inflammation de l'explosif est suffisamment rapide, l'écrasement est dit *dynamique,* et l'on a

$$P = k_0 + k\frac{\varepsilon}{2}.$$

Pour des vitesses intermédiaires d'inflammation, la pression n'est donnée ni par l'une ni par l'autre de ces deux formules, mais on peut arriver à l'écrasement dynamique en augmentant suffisamment le poids du piston qui agit, pour l'écraser, sur le cylindre de cuivre dit *crusher.*

MM. Noble et Abel, pour la poudre noire, MM. Sarrau et Vieille, pour un grand nombre d'explosifs divers, ont employé ce procédé de mesure, qui est utilisé d'une manière courante dans le service des Poudres.

Ces expériences sont d'ailleurs délicates. Il est nécessaire en effet que la vitesse de décomposition de la substance reste comprise entre certaines limites : trop lente, elle conduit à des pressions trop faibles; trop vive, elle produit des pressions inégalement réparties sur la base du piston écraseur et conduit à des pressions trop élevées.

---

des Poudres et Salpêtres, t. I, p. 415, et *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences,* t. XCV, p. 26, 130 et 180; 1882, et t. CII, p. 1054; 1886.

Les causes d'erreur inhérentes au système ne permettent d'ailleurs pas de compter sur une exactitude relative supérieure à 4 ou 5 pour 100.

Calcul de α'. — Mode de décomposition de divers explosifs. — Pour calculer *a priori* le coefficient α' de la formule (7), il faut connaître le mode de décomposition, c'est-à-dire la nature des produits qui prennent naissance au moment de la détonation, et qui peuvent d'ailleurs se modifier plus ou moins profondément pendant le refroidissement.

Le calcul de α' est à peu près impossible pour la poudre noire, mais on peut le faire pour les substances qui contiennent assez d'oxygène pour que la décomposition corresponde à une combustion complète, telles que la nitroglycérine, l'azotate d'ammoniaque, le mélange de 60 parties d'azotate d'ammoniaque et de 40 parties de coton endécanitrique, etc.

On peut poser les équations chimiques suivantes :

1° *Azotate d'ammoniaque.*

$$Az^2H^4O^3 = Az^2 + 2H^2O + O = 80^{gr},$$

$$v_0 = 78^{lit},12, \qquad \alpha' = \frac{0,001 \times 78,12}{0,080} = 0,977;$$

2° *Coton endécanitrique et azotate d'ammoniaque.* (*Combustion complète.*)

$$C^{24}H^{29}Az^{11}O^{42} + 20,5\,Az^2H^4O^3 = 24\,CO^2 + 55,5\,H^2O + 26\,Az^2 = 2783^{gr},$$

$$v_0 = 2355^{lit}, \qquad \alpha' = 0,847;$$

3° *Dynamite* (0,75 *nitroglycérine* + 0,25 *silice.*)

$$C^6H^{10}Az^6O^{18} + 151^{gr}\,\text{sil.} = 6\,CO^2 + 5\,H^2O + 3\,Az^2 + O + 151^{gr}\,\text{sil.} = 605^{gr},$$

$$v_0 = 323,6, \qquad \alpha' = \frac{323,6}{605} + \frac{131}{2,2 \times 605} = 0,647,$$

en admettant 2,2 pour la densité de la silice; les résultats seraient peu différents si l'on admettait la densité du quartz, c'est-à-dire 2,6;

4° *Azotate cupro-ammonique.*

$$Az^2O^5,\ CuO,\ 4\,AzH^3 = 3\,Az^2 + 6\,H^2O + Cu = 255^{gr},5$$

$$v_0 = 200^{lit},9, \qquad \alpha' = \frac{200,9}{255,5} + \frac{63,5}{8,8 \times 255,5} = 0,811,$$

en admettant 8,8 pour la densité du cuivre;

5° 0,24 *azotate cupro-ammonique* + 0,76 *azotate d'ammoniaque.*

$$Az^2O^5CuO,\ 4AzH^3 + Az^2H^4O^3 = 4Az^2 + 8H^2O + CuO = 335,5,$$

$$v_0 = 267^{\text{lit}},8, \qquad \alpha' = \frac{267,8}{335,5} + \frac{79,5}{6,4 \times 335,5} = 0,833,$$

en admettant 6,4 pour la densité de CuO.

Pour les substances explosives qui ne possèdent pas assez d'oxygène pour brûler complètement le carbone et l'hydrogène, mais assez pour ne pas laisser nécessairement, après la décomposition, du carbone libre, il semble qu'on peut admettre que la décomposition explosive transforme tout le carbone en oxyde de carbone et acide carbonique.

Les importantes recherches de MM. Sarrau et Vieille sur ce sujet ont bien constaté, après refroidissement des produits gazeux, la présence d'une quantité relativement faible d'hydrocarbure, mais on peut l'attribuer aux doubles décompositions qui ont lieu pendant le refroidissement. Il ne reste donc indéterminé que le partage de l'oxygène entre l'oxyde de carbone et l'hydrogène libre. Quel que soit ce partage, il n'altère pas le volume v_0 des produits gazeux, car si l'on suppose ce partage fait d'une certaine façon, on ne peut le modifier que par l'une des doubles décompositions représentées par la formule unique

$$CO^2 + H^2 = CO + H^2O$$

prise soit dans un sens, soit dans l'autre. Dans aucun cas, le volume gazeux n'est altéré. Quel que soit le mode de décomposition, l'hypothèse énoncée ci-dessus étant admise, le volume v_0 et, par conséquent, le coefficient α' ne varient donc pas.

Tout ceci s'applique au coton endécanitrique et à l'acide picrique, dont les modes de décomposition peuvent être, en conséquence, respectivement représentés comme il suit, δ étant un coefficient indéterminé :

1° *Coton endécanitrique.*

$$C^{24}H^{29}Az^{11}O^{42}$$
$$= (3,5 + \delta)CO^2 + (20,5 - \delta)CO + (14,5 - \delta)H^2O + \delta H^2 + 5,5Az^2,$$

$$\varpi' = 1143^{\text{gr}}, \qquad v_0 = 982^{\text{lit}}, \qquad \alpha' = 0,86.$$

2° *Acide picrique.*

$$C^{12}H^{6}Az^{6}O^{14} = (\delta - 1)CO^{2} + (13 - \delta)CO + (3 - \delta)H^{2}O + \delta H^{2} + 3Az^{2},$$

$$\varpi' = 458^{gr}, \quad v_0 = 401^{lit},8, \quad \alpha' = 0,877.$$

Températures de détonation déduites des expériences de MM. Sarrau et Vieille. — MM. Sarrau et Vieille ont recherché les pressions P développées en vase clos par chacune des sept substances précédentes. Quelques-uns des résultats de leurs expériences ont déjà été publiés ; d'autres nous ont été communiqués par eux avec une libérale obligeance dont nous ne saurions trop les remercier. Les Tableaux suivants donnent, en regard des nombres expérimentaux dus aux travaux de ces deux savants, les coefficients f' que l'on en déduit en se servant des valeurs de α' indiquées ci-dessus.

Pour chaque substance, on a calculé la pression P' qui se déduirait de la valeur moyenne admise pour f'. La différence entre cette valeur, en quelque sorte théorique, de la pression et la valeur expérimentale n'est qu'exceptionnellement égale à 6 pour 100. On peut donc considérer comme expérimentalement établi que l'expression (7) représente réellement la variation de la pression avec la densité de chargement, lorsque α' est calculé en admettant pour le covolume u la valeur constante 0,001.

Lorsque f' est connu, on en déduit aisément la température absolue de combustion T au moyen de l'expression

$$T = \frac{273\,\varpi' f'}{1,0333\,v_0}.$$

Les valeurs de T et de $t = T - 273$, ainsi calculées, sont inscrites dans les Tableaux suivants :

Δ'.	P.	P moyen.	$\frac{P}{\Delta}$.	f'.	f' moyen.	P' théorique.	P—P'.
			1° Coton endécanitrique.				
0,10.....	956 916	936	9360	8555		962	— 26
0,15.....	1411 1451	1431	9540	8309		1515	— 84
0,20.....	1959 1999 2230 2286	2137	10630	8792		2140	— 3
0,25.....	3116 2954	3035	12140	9530	8800	2800	+235
0,30.....	3864 3810	3837	12790	9490		3560	+277
0,35.....	4470 4570	4520	12950	9063		4400	+120
0,40.....	5430	5430	13570	8900		5380	+ 50
0,45.....	6336	6336	14100	8658		6460	—124

$T = 2706°, \quad t = 2433°.$

Δ'.	P.	P moyen.	$\frac{P}{\Delta}$.	f'.	f' moyen.	P' théorique.	P—P'.
			2° Acide picrique.				
0,10.....	927	927	9270	8457		946	— 19
0,20.....	1744	1744	8720	»		1927	»
0,30.....	3549 3500 3510 3456	3504	11680	8565	8630	3514	— 10
0,40.....	5467	5467	13668	8880		5326	+141
0,50.....	9268	9268	18536	»		7610	»

$T = 2600°, \quad t = 2327°.$

Les expériences avec $\Delta = 0{,}20$ et $\Delta = 0{,}50$ sont évidemment inexactes et doivent être rejetées. L'expérience à la densité 0,50 atteint d'ailleurs une pression très élevée pour laquelle la formule ordinaire devient inapplicable. Il faut recourir aux tables de tarage faites par des expériences directes, et l'exactitude du procédé peut être alors considérée comme douteuse (¹).

(¹) Le nombre qui nous avait été communiqué en premier lieu par MM. Sarrau et Vieille (Voir *Annales des Mines*, 8ᵉ série, t. XIV, p. 197; 1888) était très notablement différent. Il a été reconnu qu'il avait été fait une confusion qu'on a dû corriger.

Δ'.	P.	P moyen.	$\frac{P}{\Delta}$.	f'.	f' moyen.	P' théorique.	P−P'.
			3° 0,41 coton endécanitrique et 0,59 azotate d'ammoniaque.				
0,2......	2092	2092	10460	8688	8679	2090	+ 2
0,3......	3488	3488	11627	8671		3490	— 2
			T = 2707°,	t = 2434°.			
			4° Dynamite.				
0,3......	2280	2280	7600	6125	»	»	»
			T = 3026°,	t = 2753°.			
			5° Azotate d'ammoniaque.				
0,2......	1226	»	6130	4932		1242	— 16
0,3......	2119	»	7163	5003	5000	2120	— 19
0,4......	3310	»	8275	5041		3290	+ 20
			T = 1354°,	t = 1081°.			
			6° Azotate cupro-ammonique.				
0,2......	1402	»	7001	3868	5733	1369	+ 33
0,3......	2221	»	7403	5599		2270	— 49
			T = 1927°,	t = 1654°.			
			7° 0,24 azotate cupro-ammonique et 0,76 azotate d'ammoniaque.				
0,2......	1455 1490	1472	7360	6134		1432	+ 40
0,3......	2346 2290	2318	7727	5796	5965	2390	— 61
0,4......	3814 3950	3882	9775	6473		3580	»
			T = 1983°,	t = 1710°.			

L'expérience faite avec la densité de chargement 0,4 a montré une rapidité d'inflammation assez grande pour que l'application de la formule de l'écrasement statique, reconnue exacte pour les autres expériences, doive être ici mise en doute. La pression déduite de l'écrasement statique doit donc être considérée comme trop forte.

L'allumage des substances explosives placées dans la bombe manométrique a été fait au moyen d'un fil rougi par l'électricité lorsque cela a été possible. Pour l'acide picrique, ce procédé ne suffit pas, et l'on a employé, comme matière intermédiaire entre le fil rougi et l'acide picrique, un mélange de 80 acide pur et de 20 de salpêtre. Ce mélange ne forme que

$\frac{3}{100}$ de la charge; l'addition du salpêtre ne produit donc, au point de vue de la pression, qu'un effet entièrement négligeable.

Pour l'azotate d'ammoniaque, l'azotate cupro-ammonique et le mélange de ces deux sels, on a ajouté à la charge, comme allumeur intermédiaire, 1^{gr} de poudre noire extra-fine. Il est donc nécessaire de tenir compte de cette addition. Conformément aux données admises par MM. Sarrau et Vieille, à la suite d'expériences spéciales, nous avons retranché des nombres expérimentaux 150^{kg} lorsque la densité de chargement était 0,2; 200^{kg} lorsqu'elle était 0,3; 250^{kg} lorsqu'elle était 0,4.

Calcul des chaleurs spécifiques gazeuses au moyen des résultats fournis par les expériences de MM. Sarrau et Vieille. — Les résultats obtenus par MM. Sarrau et Vieille permettent de connaître la température t de combustion avec une certaine approximation. Si l'on connaît Q, c'est-à-dire la quantité de chaleur rendue libre par la décomposition de l'explosif, on pourra poser

$$Q = ct,$$

c étant la chaleur spécifique moyenne, entre 0 et t°, des produits de la détonation. On peut en effet considérer comme négligeable la quantité de chaleur perdue pendant le temps extrêmement court employé à la compression du cylindre de cuivre manométrique, la surface refroidissante de l'éprouvette, dont le volume est de 22^{cc} seulement environ, étant très petite. On a ainsi un procédé très simple pour déterminer c.

Ce procédé est identique en principe à celui que nous avons employé pour déterminer les chaleurs spécifiques gazeuses aux températures élevées, et qu'ont employé également, avec quelques modifications, MM. Berthelot et Vieille. Mais nous faisions détoner des mélanges gazeux, peu ou point comprimés, dans une capacité close. La surface de refroidissement de la bombe était considérable par rapport à la masse gazeuse échauffée; nous avions donc à tenir compte de la chaleur très notable que les parois du vase enlevaient au gaz pendant le temps nécessaire à l'enregistrement de la pression. En outre, la pression finale n'était que de quelques atmosphères supérieure à la pression ordinaire et il fallait compter aussi avec la dissociation gazeuse. De là deux corrections qui laissaient place à quelque incertitude et qui sont ici supprimées, car, avec des pressions de plusieurs milliers d'atmo-

sphères, la dissociation peut certainement être considérée comme nulle.

Ce procédé de détermination des chaleurs spécifiques moyennes c peut donc fournir un très précieux contrôle et, au besoin, une rectification de nos anciens résultats.

Le procédé de calcul que nous emploierons est fort simple. Prenons par exemple la dynamite, dont la décomposition est représentée par l'expression

$$C^6H^{10}Az^6O^{18} + 151^{gr}\text{ silice} = 6CO^2 + 5H^2O + 3Az^2 + O + 151^{gr}\text{ silice}.$$

Soit Q la quantité de chaleur dégagée par cette décomposition et que les recherches de MM. Sarrau et Vieille fixent à 671 200 calories-grammes.

Soient C_0, E_0, P_0 les chaleurs spécifiques moléculaires vraies à volume constant, à 0°, de l'acide carbonique, de la vapeur d'eau et des gaz parfaits. Admettons que les chaleurs spécifiques moléculaires moyennes des mêmes gaz entre 0° et t° soient correctement représentées par les expressions

$$C_t = C_0 + ct,$$
$$E = E_0 + et,$$
$$P = P_0 + pt.$$

D'après les recherches de M. Pionchon, la chaleur spécifique moyenne du quartz entre 0° et 400° est égale à 0,239; au-dessus de 400°, cette chaleur spécifique est constante et égale à 0,305.

Si t est la température de détonation de la dynamite, on aura donc

$$Q = (6C_0 + 5E_0 + 3{,}5P_0 + 0{,}305 \times 151)t - 151 \times (0{,}305 - 0{,}239)400 + (6c + 5e + 3{,}5p)t^2,$$

ou, en effectuant les calculs numériques,

$$(\alpha) \qquad 675{,}1 = (6C_0 + 5E_0 + 3{,}5P_0 + 46{,}05)t + (6c + 5e + 3{,}5p)t^2.$$

Les chaleurs spécifiques moléculaires à 0°, C_0, E_0, P_0 ne sont pas, comme on pourrait le croire, très bien connues. Pour l'acide carbonique, on a deux séries d'expériences, l'une de Regnault, l'autre de Wiedemann, qui ne s'accordent pas parfaitement. Re-

gnault a trouvé pour les chaleurs spécifiques vraies à pression constante :

		Coefficient d'accroissement pour 1°.
A — 10°............	8,108	
		0,0123
+ 55............	8,908	
		0,0116
+110............	9,544	

On en déduit, pour la chaleur spécifique à 0°, 8,272.

Wiedemann a trouvé :

		Coefficient d'accroissement.	Moyenne.
A 61°	9,187		
		0,0116	
87,5.........	9,469		0,0097
		0,0079	
112,5.........	9,667		

On en déduit, pour la chaleur spécifique à 0°, 8,479 en se servant du coefficient d'accroissement 0,0116, et 8,595 avec le coefficient moyen 0,0097.

La mesure faite par Regnault à —10° présente moins de garanties que les deux autres faites par le même observateur. D'ailleurs les coefficients d'accroissement déduits des mesures directes ne peuvent être considérés comme exactement connus, à cause du faible écart des températures. Nous sommes donc partis du nombre donné par Regnault pour la température 55°, et nous en avons déduit la chaleur spécifique vraie à 100°, en admettant le coefficient d'accroissement 0,008, qui résulte, comme on va le voir, des calculs ultérieurs. L'incertitude de ce coefficient n'a du reste qu'une importance assez faible, négligeable sur le résultat. Nous avons pris ainsi pour la chaleur spécifique moléculaire vraie, à pression constante et à 100°, de l'acide carbonique, le nombre 9,27.

En retranchant la quantité de chaleur correspondant au travail développé par la dilatation du volume moléculaire 22^{lit},32, soit 2^{cal}, nous admettrons pour la chaleur spécifique moléculaire, à volume constant et à 100°, de l'acide carbonique

$$C_{100} = 7,27.$$

La chaleur spécifique moléculaire vraie, à pression constante, de

la vapeur d'eau, a été trouvée par Regnault égale à 8,65, à 150°; c'est la seule mesure connue. En admettant le coefficient d'accroissement égal à 0,0060, nous pouvons poser, pour la chaleur spécifique moléculaire vraie, à volume constant et à 100°,

$$E_{100} = 6,35.$$

Quant aux gaz parfaits, Regnault a trouvé la chaleur moléculaire de l'air à pression constante égale à 6,87 à 60°, et Wiedemann donne 6,91. Nous admettrons 6,9 à 60°, et, en prenant le coefficient d'accroissement 0,0024, qui sera justifié plus loin, nous serons conduits à prendre pour la chaleur spécifique moléculaire, à volume constant et à 100°,

$$P_{100} = 5,00.$$

On a, d'une manière générale,

$$C_{100} = C_0 + 2c \times 100.$$

Si nous tenons compte de cette expression et des expressions analogues pour E et P, l'équation (α) deviendra

$$675,1 = (6C_{100} + 5E_{100} + 3,5P_{100} + 46,05)t + (6c + 5e + 3,5p)(t - 200)t.$$

Il suffit de donner à t la valeur $t = 2753$, déduite, comme on l'a vu plus haut, des mesures de pression de MM. Sarrau et Vieille, pour en tirer

$$6c + 5e + 3,5p = 0,0418.$$

C'est ainsi que nous avons formé le Tableau suivant, dans lequel P désigne un volume moléculaire de gaz parfait :

	Q.		t.	
Ac. picr.........	337,5	$2H^2O + 16P$	2330	$2e + 16p = 0,0254$
Cot. endécanitr..	1102,8	$3,5CO^2 + 14,5H^2O + 26P$	2430	$3,5c + 14,5e + 26p = 0,0926$
Cot. et az. amm..	3120	$24CO^2 + 55,5H^2O + 26P$	2430	$24c + 55,5e + 26p = 0,283$
Dynamite........	671,2	$6CO^2 + 5H^2O + 3,5P + 151^{gr}SiO^2$	2750	$6c + 5e + 3,5p = 0,0418$
Az. cupro-amm..	149,6	$6H^2O + 3P + Cu$	1654	$3(2e + p) = 0,0215$
Az. cupro-amm.- et az. amm....	220,1	$8H^2O + 4P + CuO$	1710	$4(2e + p) = 0,0307$
Az. d'amm.....	30,4	$2H^2O + 1,5P$	1081	$2e + 1,5p = 0,00897$

Nous avons admis pour l'acide picrique et le coton endécanitrique le mode de décomposition qui dégage le minimum de chaleur, c'est-à-dire celui qui donne le minimum d'hydrogène libre.

En faisant une autre hypothèse, le résultat serait assez notablement affecté pour ce qui regarde le coton, mais la différence est peu importante pour l'acide picrique, car, en prenant l'hypothèse en quelque sorte inverse, c'est-à-dire en admettant que la quantité d'hydrogène libre est maxima, les gaz auraient la composition $2CO^2 + 16P$. Le nombre 0,0254 représenterait donc $2c + 16p$ au lieu de $2e + 16p$. Les valeurs de c et de e n'étant pas fort éloignées, la différence, au moins quant à la valeur de p, serait peu sensible.

Si, aux résultats donnés par l'acide picrique, nous joignons ceux donnés par l'azotate cupro-ammonique, nous aurons deux équations

$$2e + 16p = 0,0254,$$
$$2e + p = 0,00705,$$

d'où l'on déduit

$$p = 0,00122.$$

L'exactitude de cette valeur de p présente quelque garantie, car elle repose principalement sur la détermination du coefficient f relatif à l'acide picrique, laquelle est tirée de trois observations concordantes, et particulièrement de l'observation de la pression à la densité 0,3, laquelle est la moyenne de quatre expériences sensiblement concordantes.

L'augmentation de la chaleur spécifique des gaz parfaits avec la température, que nous avions pour la première fois formulée comme résultant de nos anciennes expériences, et qu'avaient confirmée les recherches de MM. Berthelot et Vieille, se trouve donc ainsi corroborée d'une manière qui paraît laisser peu de prise à aucun doute.

Si l'on n'admettait pas en effet l'augmentation de chaleur spécifique des gaz parfaits, il est aisé de voir que la température serait portée à 3330° et le coefficient f à $1105o^{kg}$, au lieu du chiffre expérimental 8630. La pression pour $\Delta = 0,3$ serait 4500^{kg} au lieu du nombre observé 3500. Une erreur aussi considérable est tout à fait inadmissible.

Il est vrai que l'on peut révoquer en doute le mode de décomposition que nous avons admis pour l'acide picrique, en se fondant sur les belles recherches de MM. Sarrau et Vieille, qui ont constaté, dans les produits de cette décomposition, *mais après refroidis-*

sement, la présence du formène en quantité croissante avec la densité de chargement. Mais, en prenant la composition des gaz donnée par MM. Sarrau et Vieille à la densité 0,5, on trouverait, si l'on n'admettait pas l'augmentation de chaleur spécifique des gaz parfaits, $t = 3480^\circ$, $f = 10930^{kg}$, $\alpha' = 0,77$. On en déduirait pour les pressions

$$\Delta = 0,1 \ldots \quad 1180^{kg} \qquad \Delta = 0,3 \ldots \quad 4260^{kg} \qquad \Delta = 0,4 \ldots \quad 6300^{kg}$$

au lieu de

$$\Delta = 0,1 \ldots \quad 927^{kg} \qquad \Delta = 0,3 \ldots \quad 3500^{kg} \qquad \Delta = 0,4 \ldots \quad 5470^{kg}$$

L'erreur varierait de 15 à 27 pour 100 et serait tout à fait inadmissible.

Non seulement les expériences de MM. Sarrau et Vieille confirment, d'une manière frappante, le fait de l'accroissement avec la température, de la chaleur spécifique des gaz parfaits, mais elles montrent que le taux de cet accroissement, que nous avions fixé jadis, avec beaucoup de réserves d'ailleurs, à 0,0006 pour 1° (chaleur spécifique *moyenne* moléculaire à volume constant), doit être beaucoup augmenté. Il semble devoir se rapprocher plutôt du chiffre de 0,0011 qui se déduit de l'observation de MM. Berthelot et Vieille relative à la pression développée par la combustion du cyanogène en azote et oxyde de carbone.

Pour déterminer les taux d'accroissement, pour 1° des chaleurs spécifiques de l'acide carbonique et de la vapeur d'eau, c'est-à-dire les coefficients c et e, on peut se servir des équations que donnent la dynamite et le coton endécanitrique brûlé par l'azotate d'ammoniaque, à savoir

$$6c + 5e + 3,5p = 0,0418,$$
$$24c + 55,5e + 26p = 0,2830.$$

On en tire aisément, en faisant $p = 0,00122$,

$$c = 0,00387, \qquad e = 0,00286.$$

Ces valeurs ne s'écartent pas beaucoup de celles qui résultaient de nos anciennes expériences

$$c = 0,00367, \qquad e = 0,0033.$$

surtout lorsqu'on se rappelle que notre valeur de *e* devait être trop élevée, la dissociation ayant été considérée comme nulle.

Les chaleurs spécifiques moléculaires moyennes à volume constant seraient donc ainsi représentées :

Acide carbonique	$C = 6,50 + 0,00387\,t,$
Vapeur d'eau	$E = 5,78 + 0,00286\,t,$
Gaz parfaits	$P = 4,76 + 0,00122\,t.$

Pour apprécier le degré de fidélité avec laquelle ces expressions rendent compte des pressions observées par MM. Sarrau et Vieille, nous pouvons en déduire aisément les *t* et les *f* correspondant aux diverses substances étudiées, et les comparer respectivement aux *t* et *f* déduits directement de l'observation. On forme ainsi le Tableau suivant, qui ne comprend ni la dynamite, ni le coton brûlé par l'azotate d'ammoniaque, puisque les chaleurs spécifiques ont été déduites des observations relatives à ces substances.

	t		*f*	
	calculé.	observé.	calculé.	observé.
Acide picrique	2312	2330	8600	8630
Coton endécanitrique...........	2477	2430	8940	8800
Azotate cupro-ammonique......	1671	1654	5784	5730
Azotate cupro-ammonique brûlé par azotate d'ammoniaque....	1755	1710	6130	5965
Azotate d'ammoniaque.........	1119	1081	5140	5000

La différence entre le calcul et l'observation ne dépasse pas 2 pour 100.

L'accord est donc pleinement satisfaisant.

Résumé. — En résumé, les expériences de MM. Sarrau et Vieille sur les pressions développées en vase clos par la détonation des substances explosives confirment d'une manière générale nos anciennes expériences. Elles démontrent d'une manière certaine l'accroissement des chaleurs spécifiques des gaz parfaits avec la température. Elles permettent de corriger les taux d'accroissement que nous avions admis pour les chaleurs spécifiques de l'acide carbonique, de la vapeur d'eau et des gaz parfaits. La correction est très peu considérable pour l'acide carbonique, plus notable pour la vapeur d'eau, plus notable encore pour les gaz

parfaits. Le sens de ces corrections est d'ailleurs celui qu'on pouvait prévoir *a priori*.

Il faut remarquer que les résultats si pleinement concordants auxquels nous sommes parvenus viennent confirmer ces deux lois importantes déjà formulées par Regnault, et étendues par nos anciennes expériences jusqu'à des températures très élevées, à savoir :

1° Que les chaleurs spécifiques gazeuses sont indépendantes de la pression, même lorsque la pression atteint 6000^{atm} à 7000^{atm};

2° Que les chaleurs spécifiques des gaz parfaits (gaz simples et gaz composés formés sous condensation) restent égales entre elles, même à des pressions et à des températures très élevées.

Identité de la chaleur spécifique moléculaire de tous les gaz au zéro absolu. — Nous terminerons en appelant l'attention sur un point fort digne d'intérêt.

L'un de nous (1) a fait remarquer que, si l'on représente la chaleur spécifique moléculaire *vraie* à $t°$ d'un corps gazeux par l'expression linéaire

$$C_t = C_0 + 2ct,$$

la valeur que l'on déduit de cette expression pour la chaleur spécifique vraie à — 273° est très sensiblement la même pour tous les corps gazeux, pour lesquels on connaît C_0 et c avec quelque approximation. Les différences ne dépassent pas les erreurs expérimentales possibles. Cette coïncidence est d'autant plus remarquable que les valeurs C_0 sont très différentes d'un gaz à l'autre, allant en croissant avec la complexité de la molécule.

Les rectifications que nous sommes amenés à faire, en tenant compte des expériences de MM. Sarrau et Vieille sur les explosifs, n'empêchent pas les chaleurs spécifiques de l'acide carbonique, de la vapeur d'eau et des gaz parfaits de satisfaire à cette loi; elles rendent même la vérification plus satisfaisante. On en déduit, en effet :

Acide carbonique.................	$C_{-273} = 4,39$
Vapeur d'eau.....................	$C_{-273} = 4,22$
Gaz parfaits.....................	$C_{-273} = 4,10$

(1) H. Le Chatelier, *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. CIV, p. 1780; 1887.

Les différences ne dépassent pas les erreurs possibles sur les valeurs de C_0.

Polariseurs acoustiques;

Par M. J. Macé de Lépinay.

Les expériences de démonstration qui suivent ont pour but de rendre tangibles les propriétés des vibrations transversales et par suite celles de la lumière polarisée. J'ai eu recours à cet effet aux vibrations transversales des cordes. L'appareil bien connu de Melde ([1]) est d'un emploi particulièrement commode, car il permet d'entretenir le mouvement et d'obtenir tel mode de subdivision qu'on désire en faisant varier la tension.

J'emploie comme polariseur, c'est-à-dire comme appareil susceptible de ne transmettre que les vibrations s'effectuant dans un plan donné, un cylindre de bois de $0^m,06$ de longueur, dans lequel est pratiquée une fente étroite (1^{mm}) passant par l'axe. Cette fente s'étend, d'une part, à $0^m,02$ de l'axe, et de l'autre jusqu'à la surface même du cylindre, afin de pouvoir y introduire la corde. Pour la même raison, la bonnette dans laquelle tourne le cylindre est fendue sur toute sa longueur à la partie supérieure. Le tout est porté par un pied à coulisse un peu lourd. Afin de diminuer les frottements, les deux faces de la fente sont munies de lames de verre.

L'appareil de Melde étant réglé de telle sorte que le plan de vibration du diapason contienne la corde ([2]), supposons la tension telle qu'elle présente quatre ventres bien nets. Nous introduisons le polariseur, avec sa fente verticale, au milieu du second ventre compté à partir du diapason. Un premier fait se constate immédiatement; quelque complexe que soit, en général, la forme de la vibration entre le diapason et le polariseur, la corde guidée par la fente dans le plan de laquelle elle est forcée de se mouvoir effectue,

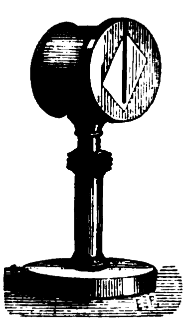
---

([1]) *Pogg. Ann.*, t. CIX, p. 194, et t. CXI, p. 513; 1860-1864.

([2]) Dans ces conditions, les vibrations de la corde tendent à s'effectuer dans le plan vertical, et sont par suite plus visibles de loin.

dans la partie restante, des vibrations parfaitement planes et parallèles au plan de la fente. L'appareil introduit joue donc bien le rôle d'un polariseur.

Introduisons alors un second appareil, identique au premier, et destiné à jouer le rôle d'analyseur. Afin d'éviter toute perturbation, nous le placerons immédiatement après le dernier nœud. Si les deux fentes successives sont parfaitement parallèles, on constate que la dernière partie de la corde vibre exactement comme si l'analyseur n'existait pas.



Si nous venons alors à faire tourner ce dernier autour de son axe, nous pourrons constater : 1° que le plan de vibration dans le dernier ventre de la corde tourne en même temps que l'analyseur, et se confond très exactement avec le plan de sa fente; 2° que son amplitude décroît peu à peu quand l'angle des deux fentes croît de 0° à 90° (des mesures nécessairement grossières permettent même de vérifier avec assez d'exactitude la loi du cosinus) et devient nulle lorsque les plans des deux fentes sont rectangulaires. Cette immobilité complète de la dernière partie de la corde, alors que l'amplitude des trois premiers ventres peut atteindre 2^{cm} ou 3^{cm}, constitue un phénomène réellement frappant.

J'ajouterai que, pour rendre plus visible l'analogie manifeste de ces phénomènes avec ceux de polarisation de la lumière, les cylindres de bois qui constituent le polariseur et l'analyseur sont noircis sur leurs surfaces terminales, à l'exception de losanges blancs, qui figurent la section droite d'un nicol (petite diagonale dirigée suivant la fente).

SÉANCE DU 16 NOVEMBRE 1888.

PRÉSIDENCE DE M. DE ROMILLY.

La séance est ouverte à 8 heures et demie.

Le procès-verbal de la séance du 18 novembre est lu et adopté.

MESSIEURS,

Je voudrais au début de nos séances vous souhaiter une cordiale bienvenue sans aucune arrière-pensée; mais ces quelques mois de vacances ont été exceptionnellement cruels par le nombre et la supériorité des collègues que la mort nous a enlevés, et une tradition qui s'est établie d'elle-même, et qui témoigne bien des sentiments de notre Société, veut qu'au moment de reprendre nos travaux je nomme ici les membres que nous avons perdus.

C'est d'abord l'illustre professeur de l'Académie des Sciences de Stockholm Eric Edlund, membre honoraire de notre Société. La vie d'Edlund a été entièrement consacrée au professorat et aux recherches de Physique. Fils d'un paysan, Edlund ne reçut d'abord que l'instruction populaire si admirablement organisée en Suède. C'est de cet humble point de départ que s'est élancé ce vaillant esprit, qui sut se frayer la route de grade en grade jusqu'au titre de docteur ès sciences. Nommé plus tard physicien de l'Académie des Sciences de Stockholm, il occupa pendant 38 ans cette situation prépondérante, égale à celle de Berzelius autrefois et aujourd'hui de Nordenskiöld. C'est dans ce poste élevé que la mort est venue le saisir. Il laisse après lui de nombreux Mémoires, publiés pour la plupart dans les journaux scientifiques français. Je n'en puis citer que quelques-uns, qui ont porté : sur la chaleur qui se produit pendant le changement de volume des métaux; sur l'équivalent mécanique de la chaleur; sur l'arc électrique; sur la résistance galvanique; sur la résistance électrique du vide; sur le passage de l'électricité à travers l'air raréfié.

Les honneurs scientifiques ne lui ont fait défaut ni dans sa patrie, ni chez les autres nations. En 1855, la France lui décernait la grande médaille pour ses améliorations considérables dans le Service de la télégraphie. Cette belle vie, ces nombreux travaux nous rendent bien douloureuse la disparition d'un homme tel qu'Edlund. Notre sympathie est encore accrue de ce qu'il appartenait à cette noble nation suédoise qui, lors des malheurs de notre pays, n'a jamais désavoué son ancienne amitié.

J'ai maintenant à prononcer le nom d'un des fondateurs de notre Société, Jules-Henri Debray, membre de l'Institut. Vous avez tous connu l'homme excellent, le savant professeur dont les travaux ont eu un grand retentissement. Ses nombreux Mémoires en ont fait en Chimie un maître incontesté. Lié d'une étroite amitié avec Henri Sainte-Claire Deville, il a publié en collaboration avec lui plusieurs études devenues classiques, entre autres, et c'est la principale, ses recherches sur les métaux de la mine de platine.

Mais il n'existe en réalité entre les sciences aucune séparation et la Physique peut réclamer la meilleure part du travail capital de Debray, je veux parler de la dissociation. C'est Sainte-Claire Deville, vous le savez, messieurs, qui, par un véritable coup de génie, découvrit la dissociation. Ses recherches, qui devaient d'abord établir la vérité de cette découverte, avaient été faites à de très hautes températures et avaient porté sur les composés gazeux réputés indécomposables par la chaleur. Après lui Debray, avec sa rectitude d'esprit et sa rare persévérance, poussa ses études dans cette voie nouvelle et, opérant à des températures plus accessibles aux mesures rigoureuses et sur des corps qui produisent en se décomposant un solide et un gaz, il put reconnaître et fixer les lois qui soumettent la tension de dissociation à des conditions définies de température et de pression et les rattachent ainsi au phénomène de la vaporisation. Ces grandes lois générales et les conséquences qui en ont découlé sont trop connues pour que j'y insiste, mais il faut en évoquer le souvenir au moment où je prononce ici avec tant de regrets le nom de leur auteur.

Je n'ai parlé que des travaux de Debray, je n'en ai cité que les plus remarquables, mais Debray n'était pas seulement apprécié et admiré comme savant, il s'attirait l'affection de tous ceux qui l'approchaient par l'affabilité de son caractère, par sa véritable bonté. Ses encouragements, ses conseils n'ont jamais fait défaut aux élèves, aux amis qu'il accueillait dans son laboratoire avec une si franche hospitalité. La Société de Physique ressent profondément la perte de cet éminent collègue.

Messieurs, c'est avec un vif sentiment de tristesse que je dois vous parler aussi de la mort de Gustave Cabanellas, capitaine de frégate, décoré de la croix d'officier pour sa conduite dans la guerre de 1870, enlevé subitement à l'âge de 49 ans.

Ses études, ses Mémoires ont tous porté sur l'électricité, et il publia il y a peu d'années un mémoire très étudié sur le transport de la force et l'utilisation de l'énergie par l'électricité. Ce Mémoire lui valut la médaille d'or des Ingénieurs civils. Ses méditations, ses travaux avaient amené dans son esprit des convictions absolument arrêtées et il mettait dans ses démonstrations une ardeur, une insistance que l'on pouvait trouver parfois excessive, mais qui s'explique par sa foi profonde dans la justesse de ses idées. C'était un esprit ardent, une âme honnête, c'était un laborieux. Ce sont là des qualités que notre Société sait apprécier et qui feront regretter Cabanellas.

Je dois aussi nommer ici Paul Roisin, ancien élève de l'École Polytechnique, beau-fils de notre collègue M. Deleuil, dont il dirigeait avec habileté les ateliers.

Voilà, messieurs, les pertes que notre Société a subies. Mais les sentiments des physiciens français ne peuvent être arrêtés par les étroites limites de la salle de nos séances, ni par les frontières de notre pays. Cette année a vu tomber bien près l'un de l'autre deux des plus grands physiciens du monde : Kirchhoff, successivement professeur de Physique à Breslau, Heidelberg, Berlin, l'auteur de la théorie des courants induits.

des lois en électricité qui portent son nom, de la théorie des charges électriques, des grandes études sur le spectre solaire et de la théorie du renversement des raies, qui l'ont amené, avec la collaboration de Bunsen, à la découverte du cœsium et du rubidium, des études sur la vitesse du son et de bien d'autres Mémoires ou Traités de première importance; et Clausius, Clausius! La citation seule de ses Mémoires remplirait une grande partie de notre séance, car ses investigations ont porté sur tous les points de la Physique. Son livre de la *Théorie mécanique de la chaleur*, sa formule de Thermodynamique, son Ouvrage sur la fonction potentielle et le potentiel, sa leçon magistrale sur l'entropie, sa théorie sur les moteurs électriques, tout ce qui émanait de ce puissant esprit portait l'empreinte de sa supériorité.

Il professa avec un grand éclat à Berlin, à Zurich, à Wurtzbourg, et quand il mourut il était doyen de la Faculté de Bonn.

Aucune gloire scientifique n'a manqué à cette longue et brillante carrière. Il était membre correspondant de l'Académie des Sciences de Paris. La Société royale de Londres lui décerna le même titre. Son pays le combla d'honneurs et les autres nations voulurent aussi s'honorer en le glorifiant. De l'Angleterre il reçut la médaille de Coppley, la France lui décerna le grand prix Poncelet et la Hollande la médaille d'Huygens.

Mais il reçut encore un témoignage qui doit nous toucher tout particulièrement : en 1870, en pleine guerre, au sein de l'Allemagne ivre de sa victoire, au milieu du déchaînement général, il garda sa sympathie pour notre pays et les soins qu'il prodigua à nos blessés lui ont valu, à ce moment même, des mains de la France vaincue, la croix de la Légion d'honneur. C'est un beau titre celui-là! Clausius avait le cœur aussi haut que l'esprit et, lorsque les physiciens du monde entier mènent le deuil de ce grand physicien, la Société française de Physique ne restera pas muette, et, en proclamant ici votre profonde douleur, je suis sûr de votre assentiment.

M. le Secrétaire général signale dans la Correspondance : 1° une Note de M. Bandsept sur l'imprégnation et la transformation des tissus par la pulvérisation;

2° Une Note de M. Pellerin sur une disposition destinée à diminuer la perte d'électricité par les supports. Cette disposition consiste à faire passer librement les tiges de verre par des ouvertures en ombilics et à les attacher à la face interne opposée.

M. Alphonse Berget communique à la Société le résultat de ses recherches sur la *conductibilité thermique du mercure et de quelques métaux*.

Rappelant en quelques mots l'historique de la question, il montre que l'on peut opérer, pour mesurer le coefficient K de conductibilité intérieure, soit dans le cas des températures stationnaires, soit dans le cas des températures variables.

Il a opéré sur le mercure, dans le cas des températures stationnaires, en reprenant la méthode du *mur* de Fourier, et en éliminant la cause d'erreur qui rendait inexactes les expériences de Péclet et de Dulong, c'est-à-dire

la *résistance au passage* de la chaleur d'un liquide chaud au corps qu'il échauffe.

Pour éliminer cette résistance, M. Berget mesure les différences de température en deux points de l'*intérieur* de la masse conductrice.

Pour réaliser sous une forme pratique le *mur* théorique, il a pris une colonne cylindrique de mercure entourée d'une masse annulaire considérable du même métal contenue dans un cylindre concentrique et destinée à annuler la déperdition latérale, à supprimer l'influence des bords, jouant ainsi le rôle d'*anneau de garde*. Des mesures préalables ont permis de constater qu'on était bien ainsi dans le cas du *mur*, et que la température de chaque point était proportionnelle à l'ordonnée. Dans ces conditions, la différence des températures extrêmes se déduit, par une simple proportion, de la différence des températures entre deux points de l'intérieur de la colonne conductrice.

La colonne conductrice transmet ainsi un flux de chaleur qui peut être mesuré soit par le calorimètre de Bunsen, ce qui constitue une première méthode, soit directement, en mesurant le poids de glace fondue.

M. Berget insiste alors sur les détails de chacune des deux méthodes, et montre que l'étude du poids de glace fondue peut, moyennant certaines précautions, donner des résultats très concordants avec ceux de l'autre méthode.

On trouve ainsi, pour le mercure :

$$K = 0,0200$$

en unités absolues C.G.S.

L'auteur s'est ensuite proposé d'étudier la variation du coefficient K avec la température; pour cela il a cherché si, à haute température, la distribution des températures cessait d'être une fonction linéaire.

Il a trouvé ainsi que, entre 0° et 107°, la distribution restait sensiblement linéaire; mais, en chauffant l'appareil jusqu'à 300°, à l'aide d'un courant de vapeur de mercure, il a trouvé que le coefficient K diminuait à mesure que la température s'élevait. Le coefficient de variation est, pour un degré,

$$\alpha = -0,00045.$$

Dans toutes ces recherches, les températures étaient données par des fils de fer qui constituaient avec le mercure des couples thermo-électriques.

Enfin, si l'on considère deux murs de natures différentes, le rapport des conductibilités, dans ces deux murs, est égal au rapport des coefficients angulaires de deux droites qui représentent la distribution respective des températures dans chacun d'eux, une fois le régime permanent atteint.

En appliquant aux métaux cette dernière méthode, on a trouvé ainsi pour valeurs de leurs coefficients de conductibilité thermique :

Cuivre	1,0405
Laiton	0,2625
Fer	0,1587

En terminant, M. Berget adresse des remerciements à M. Lippmann, dans le laboratoire duquel ces mesures ont été effectuées.

M. de Romilly présente un appareil pour le vide d'une étanchéité absolue, destiné à remplacer les robinets dans les cas où l'on veut ouvrir ou fermer l'accès de l'air dans des récipients, soit simultanément, soit alternativement. L'appareil qui fonctionne sous les yeux de la Société remplace un robinet à trois voies; ce sont trois tubes verticaux, bouchés par le haut, placés à côté l'un de l'autre et d'une hauteur qui dépasse celle du baromètre. Le premier communique par la partie supérieure à la pompe à vide; le second, central, est isolé; le troisième communique au récipient. Ces trois tubes plongent par le bas dans une cuve à mercure. Du haut du tube central descend un tube parallèle capillaire seulement par sa moitié supérieure et plongeant par le bas dans une cuvette séparée. Les deux cuves ont le même niveau.

Dans ces trois tubes pénètrent deux tubes en Y, dont les branches supérieures, ainsi que l'inférieure, sont plus hautes que la hauteur barométrique. Le grand tube central renferme une branche de chaque Y.

La branche basse de chaque Y se prolonge en un tube de caoutchouc terminé par une petite bouteille contenant du mercure. Quand ces bouteilles sont au niveau du sol et que l'on fait le vide, le mercure monte dans tous les tubes jusqu'à hauteur barométrique. Si alors on fait descendre la petite cuvette au-dessous du tube annexé au tube central, l'air entrera et par les Y la communication aura lieu partout; mais si l'on monte jusqu'au-dessus de l'embranchement d'un des Y la petite bouteille correspondante, le passage est interrompu de ce côté. L'air pénétrera par le tube en Y dont la bouteille est restée basse et non plus par l'autre qui forme baromètre avec la bouteille élevée.

Après chaque opération, l'appareil revient à son état primitif et le mercure reprend partout son niveau initial. A cet effet, un tube de trop-plein pénètre par le bas dans la cuve à mercure, dont le niveau est ainsi limité. Ce tube se rend par un caoutchouc dans une des deux bouteilles du bas. Celles-ci communiquent à leur centre par un tube en caoutchouc de manière à égaliser leur niveau. Quant aux cuves du haut, elles communiquent par un caoutchouc étroit qui rétablit les niveaux, mais assez lentement pour laisser le temps de maintenir la cuvette mobile au-dessous du tube pendant la chute du mercure et la rentrée de l'air.

Les tubes en Y doivent être assez larges pour échapper aux inconvénients de la capillarité. On conçoit aisément qu'autant on mettra d'Y ayant une branche dans le tube central et l'autre dans un autre tube, autant on aura de voies à cette espèce de robinet.

On peut faire encore un autre appareil analogue avec un seul Y à plusieurs branches supérieures entrant chacune dans un tube séparé, organisé comme le tube central avec son annexe. Ces appareils, comme les robinets, peuvent servir au passage des gaz.

M. L. Poincaré communique les résultats des expériences que M. E. Bouty et lui ont entreprises sur la mesure des résistances électriques des sels fondus.

Les auteurs se sont demandé si l'on ne pourrait, avec quelques modifications, appliquer au cas des sels fondus la méthode employée précédemment par M. Bouty pour la mesure de la résistance électrique des solutions salines.

Mais on rencontre dans cette application de grosses difficultés. On a d'abord à écarter les dérivations du courant principal qui se produisent à haute température à travers l'épaisseur du verre devenu bon conducteur : si l'on chauffe le tube à résistance dans un bain de sel fondu, dès 350° le résultat des mesures peut être altéré presque de moitié par le fait de ces dérivations.

En second lieu, on ne peut employer directement des flacons électrodes, pour prendre la différence de potentiel entre les deux extrémités de la résistance; si on les remplace par des électrodes parasites en platine, on est gêné par les polarisations irrégulières qu'elles contractent et qui empêchent, pour ainsi dire, toute mesure.

On obvie à ces difficultés en chauffant le tube à résistance au bain d'air et en établissant la communication des flacons électrodes avec le sel fondu par l'intermédiaire d'électrodes d'amiante de disposition spéciale.

1° *Bain d'air.* — L'enceinte qui contient le tube à résistance de forme très ramassée se compose de deux creusets de fer de très grande masse séparés par une couche d'air. Le tube est environné d'un sac d'amiante et supporté par un panier en toile métallique que l'on place au fond du creuset intérieur; le creuset extérieur est chauffé par un paquet de becs Bunsen dont la flamme l'enveloppe à peu près complètement. La température de la résistance varie très lentement et sa valeur moyenne est donnée par un thermomètre placé au centre du panier.

Au-dessus de 390° on s'est servi d'un thermomètre à mercure comparé au thermomètre à air; au delà on n'a plus fait usage que du thermomètre à air.

2° *Électrodes d'amiante.* — Le tube d'un flacon électrode plonge dans un vase isolé contenant une solution du sel sur lequel on opère. Ce vase est muni d'un long tube terminé par un gros tampon d'amiante dont l'extrémité filiforme pénètre dans l'entonnoir du tube à résistance. On maintient l'amiante parfaitement flexible sans que l'eau puisse cependant arriver dans l'intérieur du tube à résistance; dans ces conditions, le système des électrodes n'est le siège d'aucune force électromotrice parasite supérieure à $\frac{1}{1000}$ de daniell.

On introduit d'ailleurs dans le circuit une force électromotrice et une résistance totale assez considérables et l'on attribue aux électrodes principales la plus grande capacité possible; on évite ainsi les variations accidentelles de la polarisation des électrodes.

Grâce à ces précautions, les mesures sont d'une grande régularité et peuvent être considérées comme exactes à $\frac{1}{200}$ près.

Pour avoir les résistances spécifiques absolues, on a comparé les résistances d'un même tube rempli successivement de sel fondu et d'une solution normale de chlorure de potassium.

Les auteurs ont trouvé que, les résistances étant exprimées en ohms et les températures étant rapportées au thermomètre à air, les conductibilités c_t de l'azotate de potasse et c'_t de l'azotate de soude sont très bien représentées par la formule

$$c_t = 0,7241[1 + 0,005\ (t - 350)] \text{ entre } 330° \text{ et } 500°,$$
$$c'_t = 1,302\ [1 + 0,00497(t - 350)] \text{ entre } 325° \text{ et } 380°.$$

On peut se demander s'il est possible de déduire la conductibilité électrique d'un mélange de sels fondus de la conductibilité supposée connue de chacun d'eux.

L'azotate de potasse et l'azotate de soude possédant des propriétés physiques sensiblement identiques, on pouvait espérer que la conductibilité de leurs mélanges obéirait à une loi simple.

Le coefficient de variation de la conductibilité avec la température est la même pour ces deux sels; il est donc naturel de supposer qu'il sera encore le même pour leurs mélanges. Comme les densités ont aussi mêmes valeurs, la composition en volumes d'un mélange se confond avec sa composition en poids. Soient p et q les poids des deux sels mêlés; il y avait lieu de voir si la formule

$$c''_t = \frac{0,7241p + 1,302q}{p+q}[1 + 0,005(t - 350)]$$

ne représenterait pas la conductibilité c''_t du mélange.

Les auteurs ont opéré sur huit mélanges et pour chacun d'eux ils ont vérifié l'exactitude de cette formule.

Conductibilité thermique du mercure et de quelques métaux;

Par M. Al. Berget.

Historique. — Sans m'arrêter aux expériences purement qualitatives d'Ingenhousz, c'est à Fourier que sont dues les premières données exactes sur le problème de la transmission de la chaleur dans les corps par conductibilité. Je n'ai pas l'intention de résumer ici le travail du savant mathématicien (1); je dirai seu-

(1) Voir la Note bibliographique à la fin de l'Article.

lement que les deux problèmes principaux étudiés par lui sont le problème du *mur* et celui de la *barre*. Dans le problème du *mur*, Fourier est amené à définir le coefficient k de conductibilité thermique intérieure du corps considéré : c'est la quantité de chaleur qui passe, pendant l'unité de temps, à travers une colonne ayant comme section l'unité de surface et comme hauteur l'unité de longueur, la différence entre les températures de ses faces étant 1°. Le problème de la *barre* le conduit à définir une autre quantité h, qu'il a appelée *conductibilité extérieure* et sur laquelle je n'ai pas à insister ici.

Qu'on opère sur un mur ou sur une barre, on peut être dans deux conditions bien distinctes : le régime des températures stationnaires ou le régime des températures variables.

On n'a jamais appliqué la méthode du *mur* que dans le cas des températures stationnaires, et c'est cette méthode qui a, de prime abord, séduit les physiciens : c'est, en effet, la plus simple en principe, et celle qui satisfait le mieux aux conditions de la définition. Mais les mesures basées sur cette méthode, qui ont été entreprises par Dulong et Petit, Fourier lui-même et Péclet sont entachées d'une erreur grave et systématique : c'est la *résistance au passage*.

En effet, quand on place une plaque métallique entre deux bains liquides destinés à maintenir constantes les températures de ses deux faces, le flux de chaleur qui traverse le système en allant du bain chaud au bain froid rencontre une résistance triple : 1° celle de la lame métallique et 2° les résistances des deux couches liquides infiniment minces, en contact immédiat avec les faces de la plaque : cette seconde résistance est énorme relativement à la première, et introduit une cause d'erreur qui fait varier du simple au double, et même plus, les nombres obtenus pour un même métal.

Aussi, pendant les derniers temps, la plupart des méthodes pour mesurer le coefficient k ont-elles été basées sur le problème de la *barre*, soit dans le cas du régime variable, soit dans le cas du régime permanent. Mais, dans ce dernier cas, on ne peut avoir les conductibilités absolues qu'en mesurant h sur la barre considérée; sans cela on n'a que les conductibilités relatives, comme les ont obtenues Despretz, MM. Wiedemann et Franz et Langberg, rela-

tivement à un métal quelconque. M. Forbes a, le premier, obtenu par la méthode de la barre des coefficients absolus que la mesure de h rendait incertains.

MM. Neumann, Lenz, Ångström ont mis en œuvre, de différentes manières, la méthode des températures variables dans le cas de la barre, en admettant la constance de h et de k, hypothèse que rien ne justifie. Admettant que k et h sont, non plus des constantes, mais des fonctions de la température, MM. Tait, Lorenz, Kirchhoff, Hansemann et Weber ont refait les mesures précédentes.

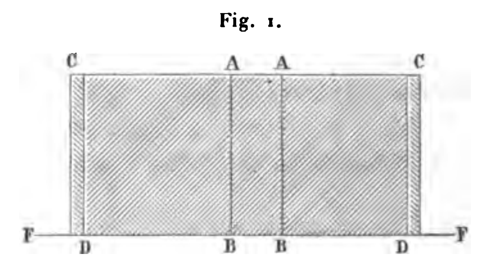
Mais les nombres obtenus par ces divers savants pour le mercure sont très divergents et il n'est pas possible d'attribuer ces écarts à la différence d'état physique des échantillons employés, car le mercure étant liquide peut toujours être pris au même état de pureté. La méthode des températures variables est donc difficilement applicable au mercure, tant à cause de l'incertitude de la mesure de h qu'à cause des courants, impossibles à éviter, qui se produisent dans la masse soumise à l'expérience ; j'ai donc cherché à mesurer le coefficient thermique de conductibilité du mercure k en unités absolues C.G.S., en revenant à la méthode des températures stationnaires prise sous la forme du mur. J'ai étudié aussi la variation du coefficient k avec la température et donné une méthode générale permettant de mesurer les coefficients des métaux.

Principe de la méthode. — J'ai cherché à réaliser dans la pratique le cas théorique du *mur*, en éliminant complètement la résistance au passage.

Considérons pour cela une colonne de mercure cylindrique AB, contenue dans un tube de verre et dont la base repose sur une plaque de fer FF constamment maintenue à zéro (*fig.* 1). Imaginons que, concentriquement au tube AB, se trouve placé un manchon beaucoup plus large, CD, protégé contre le rayonnement par un manteau d'ouate et reposant aussi sur la plaque de fer. Remplissons de mercure l'espace annulaire compris entre les deux cylindres, de façon que les niveaux libres soient dans un même plan et chauffons ce plan à une température constante : dans ces conditions, la partie centrale sera préservée du rayonnement par

la masse annulaire; celle-ci seule subira sur ses bords une déperdition de chaleur atténuée déjà par le manteau d'ouate, et la colonne centrale pourra être considérée comme faisant partie d'un *mur* indéfini.

Fig. 1.



D'après la théorie de Fourier, l'équation différentielle qui représente la distribution des températures le long de cette colonne est, dans le cas où le régime permanent est atteint,

$$k\frac{dt}{dz} = 0, \qquad (1)$$

k étant une constante ou une fonction de la température.

Si k est une constante, l'équation (1) définit une distribution linéaire des températures le long de la colonne, c'est-à-dire qu'en chaque point la température t est proportionnelle à l'ordonnée z correspondante.

La masse annulaire a pour but, on le voit, d'annuler l'influence des bords, semblable en cela à l'anneau de garde de l'électromètre de Sir W. Thomson; aussi l'appellerai-je, dans tout ce qui suivra, le *cylindre de garde*.

Pour éviter la résistance au passage, au lieu d'admettre comme températures des faces extrêmes les températures des deux bains qui les maintiennent l'une à 100°, l'autre à 0°, je mesurerai les températures en deux points de l'*intérieur* de la colonne centrale; la distribution étant linéaire, je pourrai, de la différence de température entre ces deux points, déduire la différence des températures extrêmes : il suffira alors de mesurer la quantité de chaleur qui traversera la colonne pendant un temps donné pour en déduire la valeur du coefficient moyen k entre 0° et 100°.

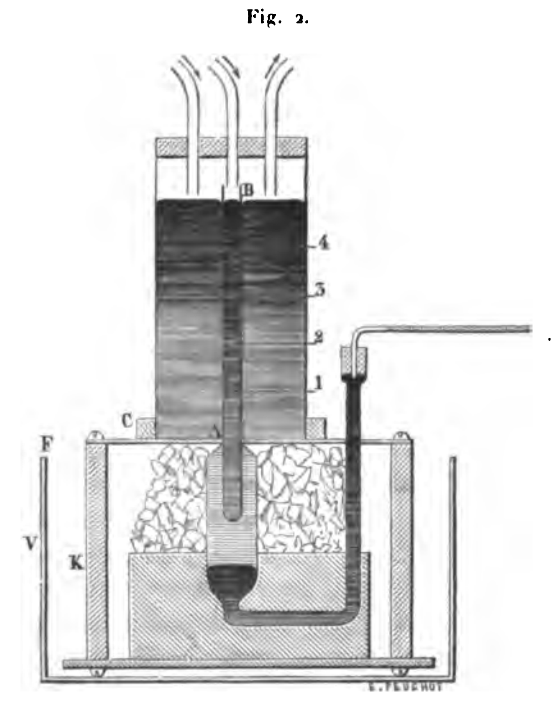
Cette mesure peut se faire soit au moyen du calorimètre de

Bunsen, soit en mesurant un poids de glace fondue; de là, deux méthodes distinctes : je les ai employées toutes deux.

I. *Méthode du calorimètre de Bunsen* ([1]). — La partie essentielle de l'appareil est un calorimètre de Bunsen, spécialement construit par M. Alvergniat, en vue de ces recherches.

L'éprouvette centrale, prolongée en un tube AB (*fig.* 2), passe

Fig. 2.



par un orifice circulaire exactement de même diamètre, AA, percé au centre d'une plaque de tôle. Cette plaque repose sur trois pieds de façon à être tangente en A à la partie supérieure du réservoir

---

([1]) Pour tous les détails d'expérience qui ne peuvent trouver place ici, je renvoie le lecteur au numéro d'août 1888 du *Bulletin des Sciences physiques publié par les soins de l'Association amicale des Elèves et anciens Elèves de la Faculté des Sciences de Paris*, 1re année, où ce travail a été publié d'une façon plus étendue, ainsi qu'à une Thèse de doctorat : *Sur la conductibilité thermique du mercure et de quelques métaux*. In-4°, Paris, G. Carré, 1888.

de l'instrument. Concentriquement à l'éprouvette centrale et fixé à la plaque de tôle par de l'arcanson, se trouve le manchon extérieur CC, destiné à contenir le mercure qui doit constituer le cylindre de garde; ce manchon a 27^{cm} de hauteur, le tube central a 23^{cm} de hauteur au-dessus du point A. Une mince bande de baudruche est collée en AA à la fois sur le tube central et sur la plaque de fer, de façon à empêcher le mercure du cylindre de garde de s'écouler par la petite fissure annulaire existant entre le tube et les bords de l'orifice A. Le manchon extérieur était fermé en haut par un large bouchon de liège percé de plusieurs trous: l'un amenait la vapeur au centre du système, pour échauffer le mercure de la colonne centrale, les autres chauffaient la partie supérieure du mercure formant cylindre de garde, le sixième conduisait la vapeur à un serpentin condenseur; la vapeur était produite dans une chaudière de cuivre.

Quatre trous étaient percés dans les parois des deux manchons espacés de 4^{cm}, et en regard les uns des autres; on les voit sur la figure en (1), (2), (3), (4) : ils donnaient passage aux appareils thermométriques destinés à mesurer la température aux divers points de la colonne conductrice.

Ces appareils étaient simplement des fils de fer isolés à la gutta et dont l'extrémité seule était mise *à nu;* deux fils consécutifs formaient, avec le mercure interposé, un couple thermo-électrique dont la force électromotrice était mesurée par la méthode de Poggendorff. Une étude préalable de ces couples, faite avec beaucoup de soin entre 0° et 320°, permettait de connaître la différence de température de deux fils connaissant la force électromotrice : entre 0° et 100°, ces mesures pouvaient se faire à 0°,01 près.

Dans une série de mesures préliminaires, j'ai déterminé :

1° La section moyenne du tube central, par des pesées de mercure et des mesures de hauteur faites aussi rigoureusement que possible, au cathétomètre. Cette section a pour valeur moyenne

$$\sigma = 1^{cq},4030.$$

2° La capacité totale comprise entre les divisions extrêmes de la tige capillaire du calorimètre de Bunsen, à l'aide d'une colonne de mercure soigneusement pesée et dont je mesurais la longueur

dans la tige. Une colonne pesant $0^{gr},0190$ occupait 85^{div} en moyenne, avec une longueur de $6^{cm},340$. J'ai trouvé ainsi que le volume total compris entre les divisions 0° et 520° avait pour expression

$$v = 0^{cc},008543600,$$

ce qui donne pour volume d'une division

$$u = 0^{cc},000016434.$$

Pour congeler l'eau du calorimètre, il a été nécessaire de prendre de grandes précautions pour éviter la rupture de cet appareil si délicat : l'eau bouillie et privée d'air, enfermée dans le réservoir de l'instrument, présente le phénomène de la surfusion. J'ai réussi à obtenir une congélation rapide en employant l'évaporation du chlorure de méthyle, à l'aide d'un dispositif spécial destiné à éviter le dépôt de corps étrangers et d'impuretés sur les parois du tube central; au bout de dix minutes, la congélation se fait brusquement et dans toute la masse. Il n'y a plus qu'à entourer tout l'appareil de glace fondante pilée en menus fragments jusqu'à la plaque de fer supportant le mercure; on faisait ensuite circuler la vapeur et, tout en comptant les secondes sur les battements d'un chronomètre de Breguet, on pouvait lire le déplacement de l'extrémité de la colonne mercurielle dans la tige capillaire.

J'ai commencé par chercher, à l'aide de lectures calorimétriques faites de dix en dix minutes, au bout de combien de temps le régime permanent était établi. Une série d'expériences, faites dans ce but, m'a montré que, pour une colonne de mercure de 20^{cm} de hauteur, les températures étaient distribuées d'une façon stationnaire au bout de soixante-dix minutes; il fallait donc attendre une heure et quart environ après le commencement de l'expérience pour pouvoir procéder aux mesures calorimétriques.

J'ai cherché ensuite si la distribution des températures, une fois le régime permanent établi, satisfaisait bien à la loi linéaire. Cinq séries d'expériences faites avec beaucoup de soin et dans lesquelles toutes les précautions étaient prises pour éviter l'introduction, dans les circuits, de forces thermo-électriques parasites, m'ont fait voir d'une façon certaine que ce résultat était atteint; je l'ai constaté aussi d'une autre façon en constatant que, dans

toute la hauteur de la colonne, les surfaces isothermes étaient des plans.

Une fois sûr de ce résultat, il était facile de faire l'expérience définitive devant donner la valeur de k : on congèle l'eau du calorimètre, on fait passer le courant de vapeur et l'on attend une heure et quart que le régime permanent soit atteint; alors on fait la lecture simultanée du calorimètre et du chronomètre ainsi que la mesure de la différence de température en deux points de la colonne dont on connaît la distance verticale. Il n'y a plus qu'à porter les nombres obtenus dans la formule qui définit k; cette formule est

$$Q = k\frac{A(t-t')}{l}\theta,$$

dans laquelle A représente la section droite moyenne, l la longueur du tube central; t et t' les températures extrêmes (¹), θ la durée de l'expérience et Q la quantité de chaleur traversant la colonne dans les conditions précédentes.

La quantité Q se calcule facilement d'après les données du calorimètre; en effet, la différence entre les volumes à 0°, de 1^{gr} d'eau et de 1^{gr} de glace, est

$$\Delta = 0^{cc},0906;$$

une diminution de volume égale à Δ correspond donc à un dégagement de chaleur égal à 79^{cal}. Donc le dégagement correspondant à une division du calorimètre sera, par une simple proportion,

$$0^{cal},01432;$$

c'est par ce nombre qu'il faut multiplier le nombre de divisions du calorimètre parcourues pendant un temps donné pour avoir, en calories, la quantité de chaleur qui a traversé l'appareil pendant le même temps.

Voici les résultats moyens de quatre séries d'expériences (les valeurs de k sont en unités C.G.S.) :

(¹) On calcule directement $t - t'$ à l'aide de la différence de température trouvée en deux des points de la colonne, la distribution étant linéaire.

$t - t'$.	Durée moyenne.	Divisions du calorimètre.	Valeur de k.
99°,6	54″,4	520	0,020152
100	53,6	520	0,020150
99,5	50	472	0,020136
100,1	50	475	0,02016

La valeur moyenne de tous ces nombres sera donc

$$k = 0,02015.$$

J'ajouterai que, dans le très grand nombre d'expériences que j'ai faites et dont je n'ai donné ici que les moyennes, j'ai vérifié que la largeur du manchon formant cylindre de garde était indifférente, pourvu qu'on ne descendît pas au-dessous du diamètre de 6^{cm}.

II. *Méthode en poids.* — J'ai tenu à avoir une confirmation expérimentale de la valeur trouvée pour k et, pour cela, j'ai mesuré la quantité de chaleur, non plus par le volume, mais par le poids de la glace fondue. Il suffisait de donner à l'appareil des dimensions plus considérables et de faire durer l'expérience plus longtemps, afin de compenser la diminution de précision dans la mesure.

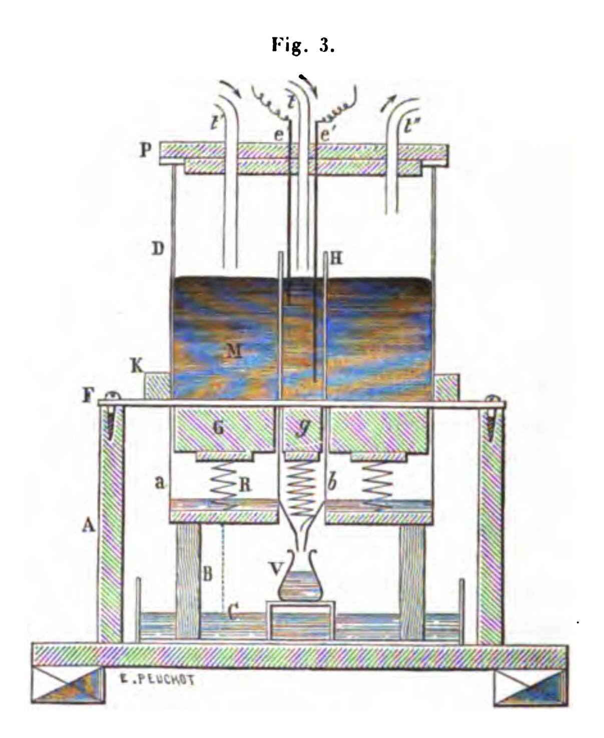
L'appareil employé était le suivant (*fig.* 3) :

Sur une solide caisse de bois AA, une plaque de fer FF est fixée horizontalement à l'aide de vis. Sur cette plaque est fixé un premier cylindre de verre DD, destiné à contenir le mercure formant anneau de garde et, concentriquement à ce premier, un cylindre central de plus petites dimensions, HH, destiné à renfermer la colonne conductrice. Le tout est fermé par un double disque de bois, P, percé de trous qui laissent passer des tubes; l'un de ces tubes, t, amène la vapeur d'une chaudière de cuivre à la partie supérieure de la colonne de mercure centrale; quatre autres chauffent le niveau libre du cylindre de garde; le sixième, t'', sert à l'échappement de la vapeur qui se rend au serpentin. On voit en e et e' les fils de fer destinés à mesurer les températures en deux points à hauteurs différentes.

Sous la plaque de fer, et pressés contre elle par des ressorts R, sont deux blocs de glace : l'un g est cylindrique et forme prolon-

gement du cylindre central dont il a le diamètre; l'autre, G, annulaire, prolonge, pour ainsi dire, par en dessous, le cylindre de garde : ils sont séparés l'un de l'autre par un cylindre de verre *bb*, terminé en entonnoir, de façon à conduire dans un vase V, soigneusement taré, l'eau de fusion du bloc *g*.

Fig. 3.



Ce bloc *g* était obtenu par regel de la glace, comprimée à la presse dans un moule de buis, conformément aux prescriptions de Tyndall. La cylindricité parfaite de ce bloc faisait disparaître le principal reproche adressé aux méthodes calorimétriques dans lesquelles on mesure un poids de glace fondue. Assurément, quand la glace est sous forme de fragments inégaux de forme, dont l'aspect et la surface changent à chaque instant, on ne saurait admettre que ces morceaux, dont la forme a varié pendant l'expérience, retiennent par capillarité avant et après la mesure la même quantité d'eau, tandis qu'on peut faire cette hypothèse dans le cas d'un cylindre dont la fusion partielle ne se traduit que par

une diminution de hauteur et dont les génératrices restent toujours verticales.

Les résultats obtenus, concordant d'une façon remarquable avec ceux obtenus par la première méthode, justifient d'ailleurs cette prévision. Voici les moyennes de cinq séries d'expériences :

Hauteur de la colonne.	Différence de température.	Durée.	Poids d'eau recueillie.	Valeur de k.
cm	o	′	gr	
10,1	100	10	41	0,02001
10,1	99	5	20,51	0,01999
10,1	99,1	7	27,58	0,02001
10,1	99,6	10	41,61	0,02001
5,092	99,2	10	83,29	0,02003

La moyenne de tous ces nombres est

$$k = 0,02001,$$

qui concorde d'une manière remarquable avec $k = 0,02015$, moyenne des résultats obtenus par la méthode du calorimètre de Bunsen.

III. *Étude de la conductibilité thermique du mercure au-dessus de* 100°. — J'ai toujours trouvé qu'entre 0° et 100° la distribution des températures suivait la loi linéaire, c'est-à-dire que le coefficient k était constant entre ces limites. J'ai cherché à voir s'il en était de même aux températures élevées, voisines du point d'ébullition du mercure, en tâchant de ramener la question, au point de vue expérimental, à des mesures de température plus faciles à effectuer que les mesures calorimétriques. Voici le principe de la méthode employée :

Quand le régime permanent est établi dans un mur, la quantité de chaleur qui traverse l'unité de surface pendant le temps dt est constant, et la distribution des températures est donnée par l'équation

$$(1) \qquad k\frac{\partial t}{\partial z} = \text{const.}$$

Si k, au lieu d'être une constante, est une fonction de la tempéra-

ture, l'équation précédente devient

$$\varphi(t)\frac{dt}{dz} = \text{const.},$$

d'où

$$(2) \qquad \int \varphi(t)\frac{dt}{dz} = cz + c';$$

supposons que k soit fonction linéaire de la température

$$k = k_0(1 + \alpha t),$$

l'équation (2) deviendra

$$(3) \qquad k_0 t + \frac{\alpha}{2} k_0 t^2 = cz + c'.$$

Désignons par l la longueur de la colonne, par T sa température la plus haute à son extrémité supérieure : on détermine les constantes par la condition que, pour $z = 0$, $t = 0$ et que pour $z = l$ on ait $t = T$. On a ainsi

$$(4) \qquad k_0 t + k_0 \frac{\alpha}{2} t^2 = \frac{k_0 T}{l}\left(1 + \frac{\alpha}{2}T\right) z,$$

d'où l'on tire

$$(5) \qquad \frac{\alpha}{2} = \frac{Tz - lt}{T^2 z - lt^2},$$

z et t étant l'ordonnée et la température d'un point intermédiaire.

On voit que l'équation (4) représente une parabole. La distribution de température, dans ce cas, est donc représentée par une parabole et non plus par une droite; et l'équation (5) montre qu'il suffira de mesurer la température t en un point dont l'ordonnée est z pour en déduire aussitôt le coefficient de variation α de la valeur de k.

Je me suis servi de l'appareil suivant (*fig.* 4).

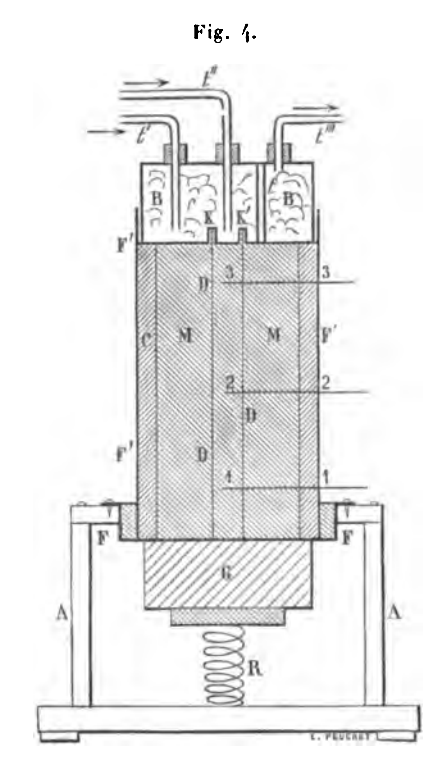
Une cuvette de fer FF est fixée dans un orifice circulaire pratiqué dans le couvercle d'une solide caisse de bois A. Dans cette cuvette est assujetti à l'arcanson un cylindre de fer F', doublé intérieurement de carton, mauvais conducteur de la chaleur. Ce cylindre, au centre duquel est placé concentriquement un petit tube de carton DD, contient le mercure M, et trois fils de fer, (1),

(2), (3), permettent de connaître la température aux points correspondants.

Pour maintenir à 0° sa face inférieure, je me sers d'un gros bloc de glace, G, appliqué contre le fond de la cuvette par un ressort R.

J'ai chauffé la face supérieure jusqu'à 300°, par un courant de vapeur de mercure; voici comment : j'ai fait construire une boîte

Fig. 4.



de nickel BB, reposant sur le mercure; dans cette boîte, le courant de vapeurs mercurielles, produites dans une grande cornue de grès vernissé, arrivait par plusieurs tubes t', t'', t''', pour échauffer uniformément sa face inférieure, et aller de là à un condenseur; un tube t traversait entièrement la boîte et servait au remplissage du cylindre. Un rentrant circulaire kk' permettait le centrage du tube de carton. En interposant entre la boîte et le mercure une ou plusieurs feuilles de papier, j'augmentais la résistance au passage et je pouvais ainsi faire varier la température supérieure de

la masse mercurielle. Les températures des points (1), (2), (3) se déduisaient des mesures des forces électromotrices thermo-électriques correspondantes, effectuées par la méthode de Poggendorff.

Voici les résultats des moyennes de trente-deux expériences faites en vue de connaître α :

Températures				α	
supérieure.	au 1er fil.	au 2e fil.	au 3e fil.	pour le 2e fil.	pour le 3e fil.
299°	48°	115°,3	199°,6	—0,000445	—0,000460
295	47	113	191,5	—0,000470	—0,000450
250	38,3	92,1	163	—0,000463	—0,000461
241	37,9	91	157,5	—0,000449	—0,000458

On voit donc qu'aux températures élevées, puisque α est < 0, k diminue. On peut donc, mettant en évidence le signe de α, écrire la valeur de k sous la forme

$$k = k_0(1 - \alpha t);$$

la valeur de α, résultant des trente-deux expériences, est

$$\alpha = 0,00045.$$

Remarque. — Dans toutes ces mesures, j'ai eu occasion d'opérer sur des colonnes de mercure de hauteurs variables; j'ai cherché, dans chaque cas, le temps nécessaire à l'établissement du régime permanent, et j'ai pu constater ainsi l'exactitude d'une conséquence mathématique de la théorie de Fourier :

Les temps employés à l'établissement du régime permanent dans des colonnes de même nature et de longueurs différentes sont proportionnels aux carrés de ces longueurs.

IV. *Mesure de la conductibilité thermique des métaux.* — J'ai essayé d'appliquer aux métaux la méthode du mur sous la forme d'un cylindre conducteur entouré d'un cylindre de garde. Voici le principe de la disposition employée dans ce cas.

Considérons (*fig.* 5) deux murs de nature différente superposés (1) et (2). Supposons le régime permanent atteint dans chacun d'eux : ce flux de chaleur traversant l'unité de surface pendant le temps élémentaire dt sera le même dans chacun d'eux; on aura

donc

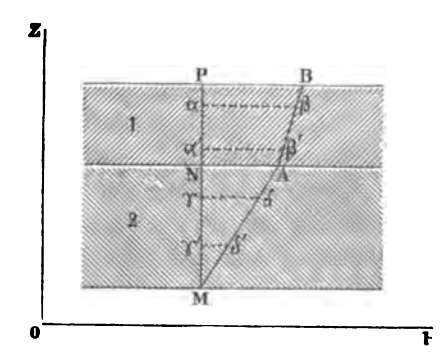
$$k\frac{dt}{dz} = k_1\frac{dt_1}{dz_1},$$

d'où

$$\frac{k}{k_1} = \frac{\frac{dz}{dt}}{\frac{dz_1}{dt_1}};$$

or $\frac{dz}{dt}$ n'est autre que le coefficient angulaire de la droite AB représentant la distribution linéaire des températures dans le mur (1); $\frac{dz_1}{dt_1}$ est le coefficient angulaire de la droite AM dans le mur (2).

Fig. 5.



Donc le rapport des coefficients de conductibilité thermique des deux substances est égal au rapport des coefficients angulaires des deux droites correspondantes. On connaît k pour le mercure, on en déduira donc facilement k pour les métaux.

La disposition expérimentale est facile à concevoir : un bloc de cristal est percé d'un trou dans lequel on introduit une barrette cylindrique : c'est la tige conductrice et son anneau de garde; de petits trous latéraux perpendiculaires à l'axe du système permettaient d'amener au contact de la tige centrale les appareils thermo-électriques. On surmonte cet ensemble d'un appareil identique, mais en mercure, en reprenant pour cela une des dispositions précédemment indiquées : la partie supérieure du mercure est chauffée à 100°, la partie inférieure du bloc métallique est refroidie à 0°. Les mesures de température se font, comme je l'ai déjà indiqué, par des mesures thermo-électriques. Voici les résul-

tats que j'ai obtenus en mesurant les différences de températures et de hauteur entre deux points dans le métal et deux autres points dans le mercure :

Cuivre rouge du commerce....	$k = 1,04050$
Fer.........................	$k = 0,1587$
Laiton......................	$k = 0,2625$

Résumé. — Dans le travail dont je viens de donner un résumé, j'ai donc réussi :

1° A appliquer au mercure la méthode des températures stationnaires, sous la forme du mur, en évitant les courants du liquide et la résistance au passage ; le coefficient k, entre 0° et 100°, a pour valeur moyenne

$$k = 0,02015;$$

2° A montrer que k, constant sensiblement jusqu'à 100°, varie quand la température s'élève au voisinage de 300° ; le coefficient de variation est — 0,00045 pour 1° ;

3° A vérifier expérimentalement la loi du carré des longueurs ;

4° A donner une méthode générale permettant de mesurer les conductibilités des métaux en les comparant à celle du mercure.

Remarquons, en terminant, que la distribution linéaire des températures, réalisée entre 0° et 100°, n'est autre chose que la loi d'Ohm dans le cas des conducteurs électriques, dans lesquels la différence de potentiel entre deux points est proportionnelle à la distance de ces deux points ; c'est d'ailleurs de la méthode du mur que l'on déduit, par analogie, la démonstration théorique de la loi d'Ohm. La réalisation expérimentale de ce cas original était donc intéressante.

De plus, j'ai vérifié expérimentalement la loi du carré des longueurs dans le cas de la chaleur ; or, en électricité, dans le problème des câbles, les temps employés à l'établissement du régime normal sont aussi proportionnels aux carrés des longueurs ; c'est encore une analogie qui présente un certain intérêt, au point de vue du rapprochement que l'on fait entre les différences de potentiel et les différences de températures.

Index bibliographique.

FOURIER. — *Mémoire sur la propagation de la chaleur*. — Voir *Mémoires de l'Académie des Sciences*, IV, 1824, et V, 1826. — Voir aussi *Annales de Chimie et de Physique*, III, 1816; IV, 1817; VI, 1817. — M. Darboux vient de rééditer la *Théorie de la chaleur* (in-4°; Paris, Gauthier-Villars, 1888). Ce volume fait partie des *Œuvres de Fourier* publiées par l'Institut.

DULONG et PETIT. — *Annales de Chimie et de Physique*, [2], VIII, 1818, et [3], II, 1841.

DESPRETZ. — *Annales de Chimie et de Physique*, [2], XIX, 1822.

LANGBERG. — *Poggendorff's Annalen*, LXVI, 1845.

WIEDEMANN et FRANZ. — *Poggendorff's Annalen*, LXXXIX, 1853.

FORBES. — *Transact. Edinb. Society*, XXIII, 1862.

NEUMANN. — *Annales de Chimie et de Physique*, [3], XVI, 1862.

LENZ. — *Bulletin de l'Académie de Saint-Pétersbourg*, XV, 1870.

ANGSTRÖM. — *Oefvers. af K. Vet. Förkandl. Stockholm*, XIX, 1862.

TAIT. — *Phil. Trans. R. S. E.*, XXVIII, 1877.

LORENZ. — *Journal de Physique*, [2], I, p. 98.

KIRCHHOFF et HANSEMANN. — *Wiedemann's Annalen*, IX, 1880, et XIII, 1881.

WEBER. — *Bibl. de Genève*, [3], IV, 1882.

A. BERGET. — *Bulletin des Sciences physiques*, publié par l'Association amicale des anciens Elèves de la Faculté des Sciences de Paris, I, 1888, p. 68, et *Thèse de Doctorat*; Paris, G. Carré, 1888.

Robinet barométrique. Appareil destiné à remplacer les robinets dans les expériences à vide;

par M. F. DE ROMILLY.

Lorsque, dans les appareils à faire le vide, on a à manier fréquemment des robinets, on s'aperçoit bien vite qu'après un nombre très limité d'ouvertures et de fermetures successives, ces robinets laissent filtrer des quantités notables d'air. S'ils sont en verre, la cause devient visible par les petites stries qui dessinent le cheminement de l'air à travers le graissage. Le nettoyage retarde l'expérience et devient souvent très difficile quand la graisse s'introduit dans les tubes où ces robinets sont fixés. Le graissage lui-même est un obstacle au vide parfait.

On peut, avec l'appareil suivant, indéfiniment ouvrir et fermer hermétiquement le passage de l'air dans un ou plusieurs récipients, soit alternativement, soit simultanément, sans avoir jamais de nettoyage à opérer et sans avoir jamais à intervenir dans le jeu de l'appareil une fois monté.

Pour fixer les idées, voici la figure schématique et l'explication d'un appareil remplaçant un robinet à trois voies.

Trois tubes verticaux (*fig.* 1, 1, 2, 3), bouchés par le haut, d'une hauteur dépassant celle du baromètre et placés à côté l'un de l'autre, plongent par le bas dans une cuve à mercure C. Le premier communique par la partie supérieure à la pompe à vide; le deuxième, central, est isolé; le troisième communique au récipient. Du haut du tube central (*fig.* 2) descend un tube parallèle, capillaire seulement par sa moitié supérieure et plongeant par le bas dans une cuvette séparée C'. Les deux cuves ont le même niveau.

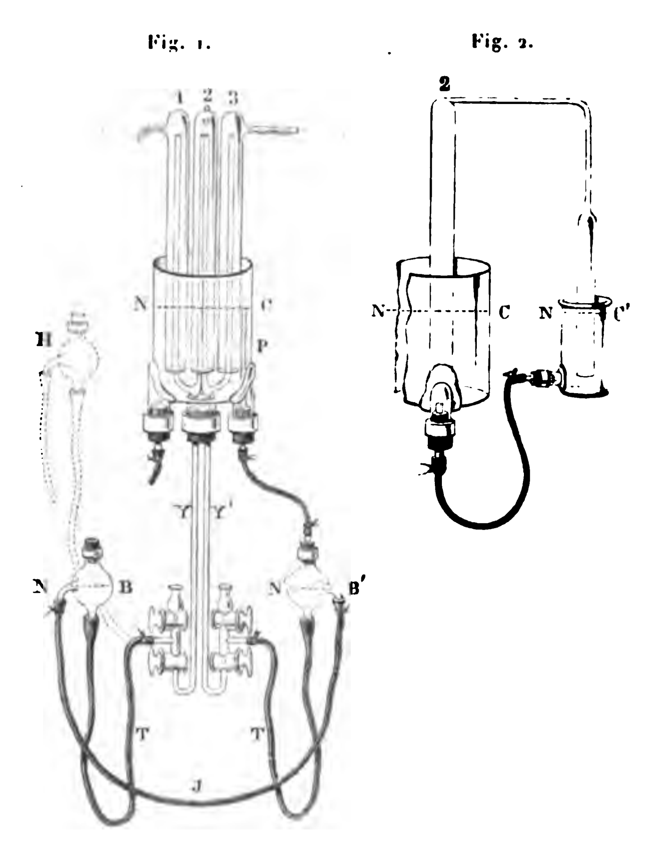
Dans ces trois tubes pénètrent deux tubes en Y dont les branches supérieures ainsi que l'inférieure sont plus hautes que la hauteur barométrique (YY'). Le grand tube (2) central renferme une branche de chaque Y. La branche basse de chaque Y munie d'un purgeur se prolonge en un tube TT' de caoutchouc terminé par une petite bouteille BB' contenant du mercure. Quand ces bouteilles sont à un niveau assez bas NN' et que l'on fait le vide, le mercure monte dans tous les tubes jusqu'à la hauteur barométrique. Si alors on fait descendre la petite cuvette C' au-dessous du tube annexé au tube central, l'air entrera, et par les Y la communication aura lieu partout. Mais, si l'on monte jusqu'au dessus de l'embranchement d'un des Y (en H) la petite bouteille correspondante, le passage est interrompu de ce côté. L'air pourra pénétrer par le tube en Y dont la bouteille est restée basse et non plus par l'autre qui forme baromètre avec la bouteille élevée.

Après chaque opération, l'appareil revient à son état primitif et le mercure reprend partout son niveau initial. A cet effet, un tube de trop-plein (P) pénètre par le bas dans la cuve à mercure dont le niveau est ainsi limité. Ce tube se rend par un caoutchouc dans une des deux bouteilles du bas. Celles-ci communiquent à leur centre par un tube en caoutchouc J, de manière à égaliser leurs niveaux.

Quant aux cuves du haut, elles communiquent par un caout-

chouc étroit qui rétablit les niveaux, mais assez lentement pour laisser le temps de maintenir la cuvette mobile au-dessous du tube pendant la chute du mercure et la rentrée de l'air.

Fig. 1. Fig. 2.



Cette disposition peut être modifiée ainsi :

On supprime la petite cuvette mobile C' et le tube d'entrée d'air plonge dans la grande cuve C, avec le tube central auquel il est annexé. Un petit levier fixé au bâti soulève ensemble ces deux tubes, mais le tube annexé est plus court, de sorte qu'il émerge seul, le tube central restant toujours plongé. L'abaissement du levier fait replonger le tube annexe. Par ce moyen, la manœuvre est simplifiée et une seule cuve à mercure suffit.

Les tubes en Y doivent être assez larges pour échapper aux inconvénients de la capillarité. Cependant l'extrémité supérieure

des branches des Y doit être terminée par un orifice étroit, et tournée vers le bas.

On conçoit aisément qu'autant on mettra d'Y ayant une branche dans le tube central et l'autre dans un autre tube, autant on aura de voies à cette espèce de robinet. Tout l'appareil est fixé à une planche soutenue par un pied.

On peut faire encore un autre appareil analogue avec un seul Y à plusieurs branches supérieures, entrant chacune dans un tube séparé, organisé comme le tube central avec son annexe et sa cuvette mobile.

Ces appareils, comme les robinets, peuvent servir au passage des gaz.

On voit que la manœuvre de l'appareil consiste simplement à monter ou descendre la petite bouteille du bas et à faire plonger ou émerger le tube annexe. Après chaque manœuvre tout reprend spontanément l'état d'origine.

SÉANCE DU 7 DÉCEMBRE 1888.

PRÉSIDENCE DE M. DE ROMILLY.

La séance est ouverte à 8 heures et demie.

Le procès-verbal de la séance du 16 novembre est lu et adopté.

Sont élus Membres de la Société :

MM. Haudié (Edgar), Agrégé, Préparateur de Physique à la Faculté des Sciences de Paris.
Pfaundler (Léopold), Professeur à l'Université d'Inspruck (Autriche).
Poepper (Josef), Ingénieur constructeur à Vienne (Autriche).
Serpollet (L.), Ingénieur à Paris.

M. E. Mathias propose, pour représenter la variation avec la dilution de la chaleur spécifique des dissolutions salines aqueuses ou non, une nouvelle formule plus simple et d'un calcul plus facile que celles de MM. Schüller et Marignac. Cette formule est

$$\gamma = \frac{a+n}{b+n} c,$$

où a et b sont des constantes et c la chaleur spécifique du dissolvant; n est le nombre des équivalents du dissolvant pour un équivalent du corps

dissous (acide, base ou sel). Il suffit de deux expériences pour déterminer les constantes; l'auteur a eu recours aux expériences de M. Marignac et de M. Thomsen pour vérifier la formule : la concordance entre les résultats calculés et observés atteint le plus souvent $\frac{1}{1000}$. La formule s'applique depuis une valeur minimum de n, généralement égale à 20 ou 25 pour les dissolutions aqueuses, jusqu'à $n = \infty$; dans certains cas, la valeur minimum de n s'abaisse à 15 ou même à 10; pour les dissolutions non aqueuses, cette limite inférieure s'abaisse beaucoup. La formule proposée a été vérifiée sur une centaine de corps; *seul*, le chlorure de zinc n'obéit pas à la formule pour les grandes dilutions.

Les valeurs des constantes a et b peuvent subir des changements assez considérables sans que la formule cesse de bien représenter l'expérience; en vertu de cette *élasticité*, on peut attribuer à la constante b des valeurs entières très simples et obtenir des formules d'un calcul extrêmement rapide.

En outre, la formule proposée s'interprète simplement; elle n'est qu'une extension de la règle des mélanges. Soit e l'équivalent du dissolvant; si l'on pose

$$\gamma_0 = \frac{ac}{b}, \qquad E = eb,$$

elle peut s'écrire

$$E\gamma_0 + nec = \gamma_0(E + ne);$$

on obtient la formule proposée *en appliquant à la dissolution la règle des mélanges* (*ou loi de Wœstyn*), *à la seule condition d'attribuer au corps dissous un nouvel équivalent* (E) *et une nouvelle chaleur spécifique à l'état liquide* (γ_0).

Si l'on dresse le Tableau des valeurs de b pour les différents sels en solution aqueuse, on remarque que les corps qui ont des analogies chimiques ont généralement des valeurs de b très voisines et, par suite, des équivalents *apparents* ($E = eb$) sensiblement égaux. C'est le cas des sulfates et des chromates, des sulfates de la série magnésienne, des chlorures, bromures, iodures alcalins, etc. A cause de l'élasticité de la formule, on peut attribuer à tous ces groupes des valeurs de b égales. Il existe alors entre les chaleurs spécifiques γ, γ', pour une même concentration et pour deux corps du même groupe, une relation *linéaire* dépendant d'un *seul* coefficient x et qui est de la forme

$$\gamma' = x\gamma + 1 - x.$$

Le coefficient x se détermine simplement en remarquant que $x = \frac{1-\gamma'}{1-\gamma}$; c'est donc *le rapport constant qui existe entre les compléments des chaleurs spécifiques correspondant à des dilutions égales.*

Ce rapport x connu permet de calculer γ' au moyen de γ; pour deux corps du même groupe, on peut donc passer de l'un à l'autre au moyen d'un seul coefficient et avec une exactitude généralement égale à $\frac{1}{1000}$.

Dans le cas de deux corps ayant des valeurs de b différentes, $b' = kb$, la

relation linéaire précédente subsiste, mais les chaleurs spécifiques qu'il faut prendre sont γ'_{kn} et γ_n, c'est-à-dire celles qui correspondent à un rapport des dilutions constant et égal à k. Le coefficient x se détermine comme précédemment. Les relations linéaires se vérifient pour $n \geqq 25$; les dissolutions concentrées ne paraissent obéir à aucune loi simple.

Enfin, la formule proposée permet de comparer entre eux les résultats de différents expérimentateurs relatifs à un même corps, et de juger de leur concordance; appliquée aux expériences de M. Marignac, elle en montre la merveilleuse précision.

Il ne semble pas y avoir avantage à se servir pour la formule proposée de la notation atomique plutôt que de celle des équivalents.

M. Curie présente à la Société un *électromètre astatique* que M. Blondlot et lui ont fait construire par M. Ducretet.

Cet instrument est une transformation de l'électromètre à quadrants de Sir W. Thompson. L'aiguille, au lieu d'être en forme de 8, est constituée par deux demi-cercles A_1 et A_2 soutenus par une petite pièce d'ébonite; ces deux demi-cercles, solidaires dans leur mouvement, sont indépendants au point de vue électrique. Les secteurs sont remplacés par des plateaux fixes P_1 et P_2 ayant également la forme de demi-cercles.

En désignant par V_1, V_2, V_3, V_4 les potentiels respectifs de A_1, A_2, P_1, P_2, par α l'angle de déviation de l'aiguille sous l'action des forces électriques équilibrées par la torsion du fil de suspension, on a

$$\alpha = K(V_1 - V_2)(V_3 - V_4),$$

à la seule condition que l'angle des deux fentes diamétrales ne soit pas très petit. K est une constante caractéristique égale à deux fois le quotient de la capacité de l'aiguille pour l'unité d'angle par le couple de torsion du fil de suspension pour l'unité d'angle.

L'avantage de cet instrument réside, non dans la substitution de demi-cercles aux secteurs de l'électromètre à quadrants, mais dans le fait que l'aiguille mobile est formée d'un système de deux conducteurs à des potentiels distincts, en tous points semblable au système des conducteurs fixes : l'appareil est ainsi rendu plus symétrique, et cette symétrie se retrouve dans la formule qui donne les déviations de l'instrument.

Le couple directeur électrique signalé récemment par M. Gouy dans l'électromètre ordinaire n'existe pas dans cet instrument.

L'aiguille, très légère, est découpée dans une feuille d'aluminium extrêmement mince ($\frac{1}{40}$ de millimètre) qui reçoit une rigidité assez forte d'un gaufrage préalable, donnant une surface ondulée analogue à celle des tambours des baromètres anéroïdes.

Les plateaux fixes étant en acier aimanté amortissent les mouvements de l'aiguille.

L'instrument peut servir comme électromètre ordinaire avec pile de charge, ou par la méthode idiostatique; il peut encore être employé comme électromètre différentiel ou comme *wattmètre*.

Employé pour ce dernier usage, il donne directement le travail électrique dépensé par un courant, et c'est le *seul* instrument qui permette d'évaluer rigoureusement cette quantité dans le cas des courants alternatifs.

M. G. Lesourd fait une communication sur les nouveaux générateurs à production de vapeur instantanée de M. L. Serpollet.

Il rappelle que les essais tentés antérieurement dans cette voie n'ont jamais pu donner lieu à des appareils vraiment usuels, à cause des phénomènes de caléfaction qui s'y produisaient.

Le générateur Serpollet repose sur deux principes invariablement liés : vaporiser l'eau entre deux surfaces métalliques aussi rapprochées que possible, et envelopper cette surface de vaporisation d'une masse métallique relativement considérable. Les résultats obtenus dépendent des relations qui existent entre ces deux éléments. Le générateur est formé d'un tube cylindrique qu'on a laminé à chaud à une température inférieure au point de soudure du métal, et l'espace ainsi laissé entre les parois internes peut être évalué à $\frac{1}{10}$ de millimètre dans un tube neuf, et à $\frac{2}{10}$ ou $\frac{3}{10}$ de millimètre dans un tube ayant fait un long service.

L'eau est injectée, à l'aide d'une pompe de compression, dans une des extrémités du tube ; portée à environ 250°, elle se vaporise immédiatement et ressort à l'autre extrémité à l'état de vapeur qui agit directement sur le piston moteur de la machine.

La machine et la pompe d'injection sont donc ici liées l'une à l'autre et l'eau est vaporisée au fur et à mesure des besoins. Cette dépendance des deux organes a conduit à l'emploi de régulateurs qui, naturellement, ont pour but d'agir sur l'injection d'eau dont dépend instant par instant la production de vapeur. Dans un cas, on commande la tige du piston plongeur par une coulisse reliée au régulateur de la machine, et qui règle sa course ; dans un autre cas, on agit à l'aide de ce même régulateur sur un robinet placé sur la conduite de refoulement de l'eau, qui permet de renvoyer tout ou partie de cette eau dans la bâche où on l'a puisée. Mais, d'un autre côté, le générateur sert lui-même de régulateur ; car la grande masse métallique dont il se compose, formant volant de chaleur, fournit très rapidement les calories nécessaires à la vaporisation et peut les reprendre aussi rapidement au foyer. Or il est à remarquer qu'au moment où le travail demandé au moteur augmente, sa vitesse tend à diminuer, et par conséquent l'injection, qui fonctionne en sens inverse, augmente et rétablit ainsi rapidement l'équilibre. Au contraire, si le travail demandé diminue, la vitesse du moteur tend à augmenter, et par conséquent l'injection à diminuer. Cette régularisation autogène, jointe à l'action du régulateur, donne aux moteurs une régularité d'allure très remarquable.

Les incrustations ne sont pas à craindre, puisque leur formation est rendue impossible par suite du faible espace laissé dans le tube et de la rapidité du passage de la vapeur. Les matières salines dissoutes sont donc réduites en poudre impalpable, dont une grande partie sort avec la vapeur d'échappement et dont l'autre forme avec les matières grasses une sorte de

boue lubrifiante qui ne détériore en aucune façon les organes intérieurs de la machine.

Avec ce générateur Serpollet, aucun accident n'est plus à redouter. En effet, le faible espace qu'occupe la vapeur comparativement à l'épaisseur du tube ne lui permet d'avoir aucune force projective, et les tubes peuvent être essayés à des pressions de 800^{atm} sans se rompre. Mais, dans le cas même où une rupture se produirait, elle aurait lieu sans projection, et la vapeur n'agissant plus sur le moteur, ce dernier s'arrêterait ainsi que l'injection. C'est également le seul phénomène qui se produirait dans le cas d'un manque d'alimentation.

Il n'y a donc plus besoin d'aucun appareil de sûreté, et la surveillance se réduit exclusivement au graissage du moteur.

A ces avantages se joignent : le peu de poids de l'appareil, son petit volume, le peu d'eau que nécessite son alimentation, la bonne utilisation qu'on peut faire du combustible.

Pour 1 cheval, le poids du tube est de 30^{kg}, celui du générateur entier, foyer compris, de 130^{kg}. La longueur du tube est de 2^m, sa largeur de 0,115, son épaisseur totale de 0,022. Il consomme 13^{lit} d'eau par cheval et par heure, et de 3^{kg} à 4^{kg} de charbon. En outre, grâce aux phénomènes cités plus haut, il se prête à des surproductions momentanées très remarquables, et la vaporisation peut passer de 1 à 10, en forçant l'injection.

Ces petits générateurs peuvent servir très avantageusement aux usages domestiques, aux ateliers, à l'éclairage électrique, etc., et ont été appliqués en outre avec succès aux tricycles à vapeur.

En ce qui concerne les grandes forces, le problème a été résolu d'une façon très simple. Le générateur se compose alors d'éléments de 1 cheval ou de 2 chevaux reliés à un collecteur d'eau et à un collecteur de vapeur; et pour assurer le fonctionnement identique de tous ces éléments, l'eau leur est distribuée par un distributeur circulaire ou à tiroir; ce qui permet à chacun de fournir successivement un travail identique et, pendant l'instant de repos qui lui est laissé, de récupérer la chaleur utilisée. Il se pourrait donc, d'après les essais en cours, que très prochainement le générateur Serpollet, applicable aux grandes forces, vienne dans beaucoup de cas bouleverser complètement le mode actuel de production de la vapeur.

Sur un électromètre astatique pouvant servir comme wattmètre; par MM. R. Blondlot et P. Curie.

Cet instrument est une transformation de l'électromètre à quadrants de Sir W. Thomson. L'aiguille, au lieu d'être en forme de 8, est constituée par deux demi-cercles A_1 et A_2 (*fig.* 1) soutenus par une petite pièce d'ébonite; ces deux demi-cercles, soli-

daires dans leur mouvement, sont indépendants au point de vue électrique. Les secteurs sont remplacés par des plateaux fixes P_1 et P_2 ayant également la forme de demi-cercles.

En désignant par V_1, V_2, V_3, V_4 les potentiels respectifs de A_1, A_2, P_1, P_2, par α l'angle de déviation de l'aiguille sous l'action des forces électriques équilibrées par le fil de suspension, on a

$$\alpha = K(V_1 - V_2)(V_3 - V_4),$$

à la seule condition que l'angle des deux fentes diamétrales ne soit pas très petit. K est une constante, égale à deux fois le quotient de la capacité de l'aiguille pour l'unité d'angle par le couple de torsion du fil de suspension pour l'unité d'angle ([1]).

Fig. 1.



L'avantage de cet instrument réside, non dans la substitution de demi-cercles aux secteurs de l'électromètre à quadrants, mais dans le fait que l'aiguille mobile est formée d'un système de deux conducteurs à des potentiels distincts, en tous points semblable au système des conducteurs fixes : l'appareil est ainsi rendu plus symétrique, et cette symétrie se retrouve dans la formule qui donne les déviations de l'instrument.

M. Gouy a montré récemment ([2]) que, dans l'électromètre à quadrants, il y avait lieu de tenir compte d'un couple directeur électrique qui, indépendamment du fil de torsion, tend à ramener l'aiguille dans la position d'équilibre symétrique ; aussi, dans certains cas, la formule usuelle de l'électromètre n'est plus applicable.

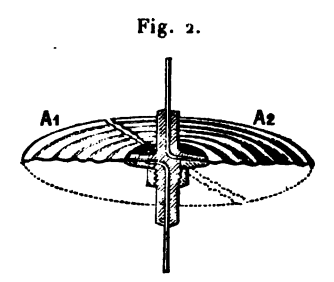
([1]) Le principe de l'appareil a été donné par l'un de nous, M. Curie, dans le journal *la Lumière électrique*, numéro du 23 octobre 1886.

([2]) Gouy, *Journal de Physique*, 2e série, t. VII, p. 97 ; 1888.

Dans notre instrument, il n'y a pas de couple directeur électrique et la formule donnée plus haut est rigoureusement vraie.

L'appareil a été construit par M. Ducretet. L'aiguille (voir *fig.* 2), très légère, est découpée dans une feuille d'aluminium très mince ($\frac{1}{40}$ de millimètre) qui reçoit une rigidité assez forte d'un gaufrage préalable, donnant une surface ondulée analogue à celle des tambours des baromètres anéroïdes. Les deux moitiés A_1 et A_2 de l'aiguille sont fixées l'une à l'autre à l'aide d'une pièce centrale en ébonite; deux tiges d'aluminium, dirigées suivant l'axe, l'une au-dessus, l'autre au-dessous, communiquent respectivement avec les deux moitiés de l'aiguille.

Fig. 2.

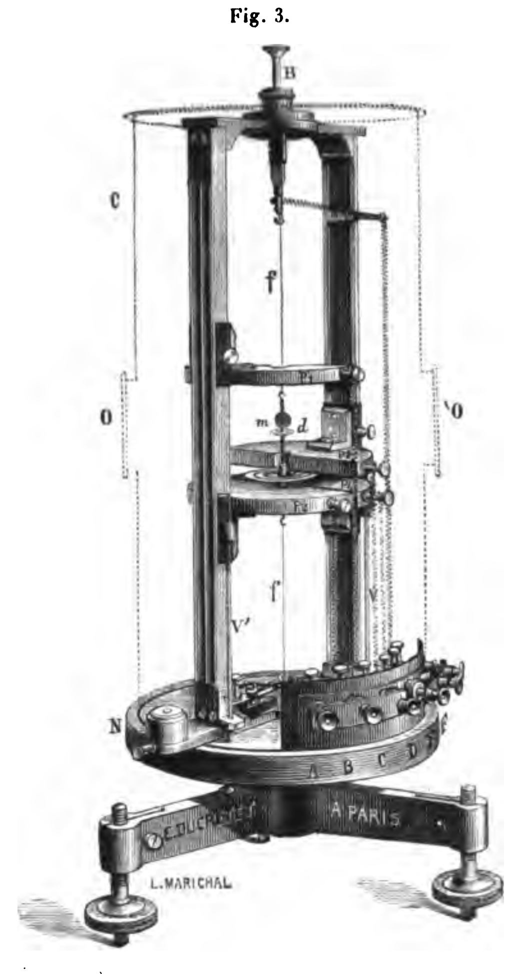


La position d'équilibre de l'aiguille est déterminée par deux fils de platine très fins f, f (*fig.* 3), tendus en dessus et en dessous de l'aiguille (comme dans le galvanomètre Deprez-d'Arsonval); ces deux fils servent à la fois à équilibrer par leur torsion les actions électriques et à établir les communications électriques respectivement avec les deux demi-disques A_1 et A_2. Le fil employé, d'un diamètre de $\frac{1}{50}$ de millimètre, est fourni par la maison Gaiffe de Paris; il faut avoir soin de le recuire préalablement au moyen d'une petite flamme. Le fil supérieur est attaché à son extrémité supérieure à un crochet que l'on peut élever ou abaisser à volonté à l'aide de la vis de rappel B; le fil inférieur est tendu par un ressort plat.

Le crochet supérieur peut être tourné par rapport à l'instrument, à l'aide d'un tambour molleté, qui entoure la vis B. Un miroir m est fixé à la tige de l'aiguille. Le petit disque métallique d protège le miroir contre des actions électriques perturbatrices provenant des demi-cercles.

Les demi-cercles fixes sont au nombre de quatre, P_1, P_2, P_3, P_4, deux en dessus et deux en dessous; le plateau P_1 a été représenté soulevé, afin de laisser voir la disposition de l'aiguille. Ces pla-

Fig. 3.



teaux sont des aimants, et les oscillations de l'aiguille se trouvent amorties par les courants d'induction qui naissent dans sa masse sous les influences magnétiques.

En général, les plateaux situés l'un au-dessus de l'autre, P_1 et P_3 d'une part, P_2 et P_4 d'autre part, sont rendus solidaires au point de vue électrique.

Les quatre plateaux, qui sont supportés par les deux colonnes V et V′, sont pourvus de tous les moyens de réglage.

Tout l'appareil est renfermé dans une boîte cylindrique en laiton, munie de deux fenêtres O et O′, placées à la hauteur du miroir, et munies de glace.

Pour que l'instrument soit sensible, il est nécessaire que le centre de gravité de l'aiguille soit sur l'axe et que cet axe soit bien vertical.

Pour se servir de l'électromètre, on commence par le caler à l'aide des trois vis du pied et du niveau N, puis on tourne le tambour placé à la partie supérieure, jusqu'à ce que le miroir soit sensiblement parallèle à l'une des fenêtres : la fente de l'aiguille est alors perpendiculaire à celle des demi-cercles fixes. Après avoir disposé le plus exactement possible les demi-cercles fixes, on achève le réglage de la manière suivante : on fait communiquer tous les demi-cercles fixes ensemble et avec la terre, puis on établit une différence de potentiel quelconque entre les deux moitiés de l'aiguille, en général celle-ci dévie un peu : on déplace alors l'un des plateaux P_1, P_2, P_3, P_4, jusqu'à ce que ce déplacement ne se produise plus. L'appareil est alors prêt à fonctionner.

Les usages sont les suivants :

1° Il peut fonctionner comme un *électromètre ordinaire* muni d'une pile de charge. Il suffit, par exemple, de mettre les pôles de la pile de charge respectivement en communication avec chacun des demi-cercles de l'aiguille ; les déviations sont alors *rigoureusement* proportionnelles aux différences de potentiel que l'on établit entre les plateaux.

2° Il peut servir par la méthode idiostatique, en unissant respectivement les deux paires de plateaux aux deux moitiés de l'aiguille ; on a alors

$$V_1 = V_3, \qquad V_2 = V_4 \qquad \text{et} \qquad \alpha = K(V_1 - V_2)^2.$$

3° Il peut servir comme *wattmètre*. L'instrument donne, en effet, le produit de deux différences de potentiel. On peut prendre pour l'une d'elles celle qui existe entre les deux bornes qui terminent le segment de circuit dans lequel on veut évaluer l'énergie électrique ; on prendra pour l'autre la différence des potentiels

aux extrémités d'une résistance connue, intercalée dans le circuit général, différence qui est proportionnelle à l'intensité du courant.

Les déviations sont ainsi proportionnelles à chaque instant à l'énergie du segment du courant.

Lorsqu'il s'agit de courants alternatifs, cet instrument est le *seul* qui permette d'évaluer rigoureusement le travail dépensé. On sait en effet que, dans ce cas, on ne peut mesurer séparément la force électromotrice et l'intensité du courant pour calculer le travail. Les wattmètres fondés sur l'action des courants sur les courants ne donnent pas non plus rigoureusement le travail. Enfin la méthode électrométrique de M. Potier ([1]), de beaucoup la meilleure de celles qui ont été indiquées, peut être faussée par l'insuffisance de la formule usuelle de l'électromètre ([2]).

Dans le cas des courants alternatifs, il est nécessaire que la résistance connue intercalée dans le circuit général soit dépourvue de self-induction.

4° Enfin l'instrument peut être employé comme électromètre différentiel, en utilisant la faculté de séparer, au point de vue électrique, les plateaux supérieurs des inférieurs. Cette disposition permet de comparer les résistances par une méthode plus rapide que celle du pont de Thomson, en éliminant l'influence des contacts.

Le Tableau ci-dessous contient les résultats d'une série d'expériences faites dans le but de contrôler la formule de l'instrument : on se servait de la méthode idiostatique indiquée plus haut, et, par suite, la déviation D devait être proportionnelle au carré de la différence de potentiel E, autrement dit, $\frac{D}{E^2}$ devait être constant.

La première colonne contient les forces électromotrices E; on les obtenait à l'aide d'éléments Gouy à l'oxyde de mercure; on employait deux, quatre, six, etc. de ces éléments, dont on avait préalablement constaté l'égalité. On a pris pour unité la force électromotrice d'un de ces éléments.

La deuxième colonne contient les déviations D réduites en

([1]) Potier, *Journal de Physique*, 1re série, t. X, p. 445; 1881.
([2]) Ledeboer, *Lumière électrique*, 1888.

degrés, minutes et secondes; la troisième colonne les quotients $\frac{D}{E^2}$, à un facteur constant près.

E.	D.	$\frac{D}{E^2}$.
4	° ′ ″ 17.52	67,15
6	39.72	67,02
8	1.11.30	67,01
10	1.51.45	67,05
12	2.41. 6	67,08
14	3.39. 3	67,26
16	4.46.45	67,20
18	6. 3. 5	67,23
20	7.25.45	66,72
22	8.52	66,00
24	10.27	66,27

On voit que ces derniers quotients sont bien près d'être constants, même pour des angles dépassant de beaucoup ceux dont on se sert ordinairement dans la méthode par réflexion.

L'instrument peut également être construit en employant des demi-cylindres concentriques au lieu de demi-cercles, tant pour l'aiguille que pour les armatures fixes. C'est sous cette forme qu'il a été exécuté par l'un de nous (M. Blondlot, avec l'aide obligeante de M. A. Perot).

On pourrait encore réaliser l'instrument en conservant les secteurs de l'électromètre à quadrant et en prenant pour aiguille un système analogue au système fixe. L'aiguille serait alors constituée par un cercle métallique divisé en quatre secteurs unis deux à deux au point de vue électrique. Ce dispositif, d'une construction plus difficile, présenterait certains avantages : dans l'électromètre à demi-cercles les actions électriques se réduisent à une force et à un couple; le couple seul est mesuré par la torsion du fil; la force située dans le plan de l'aiguille produirait un effet perturbateur en déplaçant latéralement l'aiguille si celle-ci n'était maintenue par la tension du fil. Dans le dispositif à secteurs les actions électriques produiraient seulement un couple et la force latérale serait nulle par raison de symétrie.

Note sur le générateur à production de vapeur instantanée de M. Serpollet; par M. Georges Lesourd.

Le générateur Serpollet, que nous allons décrire, repose sur deux principes liés invariablement l'un à l'autre, et qui consistent :

1° A vaporiser l'eau au fur et à mesure des besoins entre deux surfaces aussi rapprochées que possible;

2° A entourer ces deux surfaces vaporisantes d'une masse métallique relativement considérable.

Il diffère donc essentiellement de tous les essais tentés jusqu'à ce jour, dans lesquels on n'avait jamais osé réduire le diamètre des organes employés au-dessous de quelques millimètres. C'est du reste cet espace qui les a empêchés, pour la plupart, de devenir réellement pratiques, en permettant aux phénomènes de caléfaction de se produire inopinément, et de causer des explosions brusques.

Les premiers essais qui consistaient à vaporiser l'eau entre deux plaques de tôle dressées et rivées, tout en consacrant la véracité du principe, ne donnèrent que des résultats peu satisfaisants; et l'on peut dire que le générateur Serpollet date du jour où l'on eut l'idée de produire l'espace capillaire dans lequel se vaporise l'eau au sein même d'une masse métallique assez résistante pour ne craindre aucune des déformations dues aux pressions intérieures, et assez puissante pour former un volant de chaleur s'opposant à un refroidissement trop rapide.

Cette solution fut trouvée d'une façon très simple en laminant à chaud un tube d'acier cylindrique d'épaisseur convenable. On avait soin de ne pas atteindre la température de soudure du métal, et l'on arrivait à ne laisser entre les deux parois internes qu'un espace de $\frac{1}{10}$ de millimètre environ.

Un tube ainsi laminé, muni à ses extrémités de raccords correspondant à l'entrée de l'eau et à la sortie de la vapeur, forme un générateur complet prêt à fonctionner, dont la puissance dépend évidemment des dimensions du tube et de la température à laquelle il est porté.

Dans un générateur correspondant à une puissance de 1 cheval, le tube a, par exemple, 2^m de long, $0^m,105$ de haut, $0^m,022$ d'épaisseur totale, et pèse seulement 30^{kg}. Si on le porte à une température comprise entre 250° et 300°, l'eau qu'on y injecte d'une façon quelconque se vaporise au contact des parois, le traverse avec une vitesse très considérable, et ressort à l'autre extrémité à l'état de vapeur, pour agir directement sur le piston moteur de la machine.

Il est inutile de dire que l'état physique de cette vapeur dépend absolument de la température du tube et de ses dimensions, et que, suivant les cas, on peut obtenir de la vapeur très humide et à faible pression, ou de la vapeur très sèche et à haute pression; et, si l'on voulait porter le tube à une température suffisante, il est évident qu'on obtiendrait des phénomènes de décomposition qu'on a du reste observés dans certains cas, mais qui n'ont aucun rapport avec l'état normal du générateur.

On peut donc, dès à présent, concevoir que les conditions dans lesquelles nous nous trouvons sont absolument différentes de celles des générateurs ordinaires, dans lesquelles la surface de chauffe est en contact avec une masse plus ou moins considérable d'eau, et où la vapeur produite, à quelque pression qu'elle soit, se trouve toujours en présence du liquide qui lui a donné naissance.

Ici, au contraire, la masse d'eau est remplacée par une masse métallique pouvant varier entre des limites de température très espacées, capable de produire depuis la vapeur saturée à basse température jusqu'à la vapeur surchauffée aux plus hautes températures.

Les deux éléments qui pourront entrer dans la théorie de ces générateurs peuvent donc prendre les dénominations nouvelles de *surface vaporisante* et de *volume de chauffe;* et la *surface de chauffe* n'entrera qu'en troisième ligne, pour utiliser le mieux possible la chaleur du foyer, et ne sera, en tous cas, qu'une conséquence forcée des deux premiers éléments.

Il résulte qu'en première ligne doit entrer ici le volume de chauffe, et que, par conséquent, il importe de faire un choix judicieux du métal à employer.

Nous n'examinerons que deux cas possibles : celui du fer et celui du cuivre. Avec le fer, on dispose d'une chaleur spécifique plus

grande, mais d'une densité plus faible que celle du cuivre. En admettant que ces deux résultats inverses se compensent, il reste pour le cuivre certains avantages que nous allons énumérer.

Sa conductibilité, bien supérieure à celle du fer, lui permettra d'accuser beaucoup plus rapidement l'effet de variations brusques de température.

Il se prêtera tout particulièrement à l'estampage des tubes, qui assurera, bien plus que le laminage, la régularité de l'espace intérieur, et permettra de donner une forme extérieure appropriée à la meilleure utilisation de la chaleur et à la plus grande résistance à la déformation.

Enfin il subira bien moins les actions oxydantes; et la possibilité de refondre les tubes hors d'usage compensera largement l'élévation de prix de la matière première.

Il semble donc que, dans beaucoup de circonstances, le cuivre sera appelé à remplacer le fer ou l'acier.

Nous devons faire mention ici des essais qui ont été faits avec des tubes concentriques, entre les surfaces desquels l'eau se vaporisait, et qui semblent avoir l'avantage de pouvoir régler très exactement l'espace intérieur, d'augmenter la surface vaporisante et d'offrir beaucoup moins de chances à la déformation.

Le système moteur étant, le plus souvent, intimement lié au système injecteur, il s'ensuit qu'il a fallu étudier un moyen de régularisation.

Les diverses solutions consistent naturellement à agir sur l'injection d'eau en sens inverse de l'allure du moteur, puisque c'est d'elle que dépend instant par instant la quantité de vapeur produite.

Les deux systèmes les plus employés sont les suivants :

1° La tige du piston plongeur de la pompe d'injection est commandée par le régulateur de la machine à l'aide d'une coulisse qui peut faire varier sa course de zéro à son maximum; la disposition de la coulisse est telle que, lorsque la vitesse de la machine augmente, la course du piston et, par conséquent, l'injection diminuent.

2° Dans le deuxième cas, le régulateur de la machine commande, par un système de leviers, la clef d'un robinet de décharge

placé sur la conduite de refoulement de la pompe, ce qui permet, lorsque la vitesse du moteur s'accélère, de renvoyer tout ou partie de l'eau à la bâche où on l'a puisée.

En cas de ralentissement, dans les deux systèmes, les mêmes phénomènes se passent en sens inverse.

A cela vient s'ajouter une régularisation autogène très remarquable, sur laquelle nous insisterons en particulier.

Si nous considérons une section longitudinale du tube perpendiculaire à la surface vaporisante, nous voyons qu'en marche il se produit deux effets contraires : d'un côté, la masse métallique perd par suite de la vaporisation un certain nombre de calories; d'un autre côté, le foyer lui en restitue un certain nombre. En état de régime, il s'établit entre cette perte et ce gain une compensation qui permet de supposer, au milieu de la masse, une surface d'équilibre pour laquelle le nombre de calories dépensées est égal au nombre de calories gagnées. Et c'est grâce à la masse relativement considérable de métal qui forme volant de chaleur que cette surface d'équilibre peut se maintenir dans une position moyenne, entre la surface vaporisante et la surface de chauffe. Lorsque la vaporisation augmente, elle se rapproche sensiblement de la surface de chauffe, et le tube se refroidit; lorsque la vaporisation diminue, elle se rapproche de la surface vaporisante, et le tube se réchauffe.

Ce phénomène de régularisation autogène, combiné avec la régularisation mécanique indiquée plus haut, assure à la machine un état de régime des plus stables, malgré tous les changements qui peuvent survenir dans le travail qu'on lui demande.

Ils ne permettent cependant pas d'expliquer des cas de surproduction grâce auxquels on a pu, dans certains cas, avec le même appareil et sans toucher au foyer, passer, par exemple, de 100^{kg} d'eau vaporisée à l'heure à 950^{kg}; c'est-à-dire décupler la puissance de vaporisation du générateur, et cela pendant une ou deux minutes.

Ces faits pourraient fort bien avoir quelque rapport avec la structure intérieure du tube et dépendre directement de la conductibilité. On sait, en effet, d'après des expériences connues, que lorsque l'on vaporise de l'eau en lui faisant traverser des tubes de

diamètre intérieur très faible plongés dans un bain à haute température, les formules ordinaires cessent de s'appliquer, et que la conductibilité devient *proportionnelle à la vitesse* de la vapeur à l'intérieur du tube. On peut faire passer cette vitesse de 1 à 10, sans qu'un thermomètre placé à la sortie accuse aucune variation, bien que la chaleur fournie ait été dix fois plus grande dans le même temps.

Dans le cas qui nous intéresse, la surface de vaporisation remplit précisément les conditions précitées, et en cas de surproduction, et par conséquent d'augmentation de vitesse de la vapeur, il est probable que la chaleur se transmet à la surface vaporisante avec une vitesse proportionnelle.

Le tube que nous avons cité plus haut comme correspondant à une puissance de 1 cheval offre une surface vaporisante de 33^{dmq}, une surface de chauffe de 47^{dmq}, et un volume de chauffe de $4^{dmc},41$. Son volume intérieur peut être évalué à 10^{cc}.

Cette faible capacité permet de comprendre qu'aucune incrustation ne peut se produire, faute de place, et qu'un dépôt quelconque serait, en tous cas, chassé par la vapeur qui traverse le tube. On peut donc employer directement les eaux les plus chargées de sels en dissolution, sans qu'il en résulte aucun inconvénient au point de vue du générateur. Au point de vue du moteur, les sels qui ont été réduits en poudre impalpable, et qui sont mêlés intimement à la vapeur, sortent en majeure partie par l'échappement; et ceux qui se déposent dans le cylindre ou dans la boîte de distribution forment avec les matières grasses une boue plutôt lubrifiante, qui est loin de nuire à ces organes.

Ce fait, qui, au premier moment, peut sembler assez paradoxal, a été vérifié à maintes reprises sur des moteurs qui avaient fonctionné pendant plus de six mois.

La seule précaution à prendre sera donc d'interposer une crépine entre l'eau et le tuyau d'aspiration, pour empêcher les corps étrangers de venir troubler le fonctionnement de la pompe et obstruer en partie le tube.

Une deuxième conséquence directe du faible volume intérieur de la chaudière, joint à la masse métallique qui l'entoure, est de mettre l'appareil *à l'abri de tout accident,* et lui donne par là même un de ses avantages les plus précieux.

En effet, l'épaisseur et la forme des tubes leur permettent de pouvoir résister à des pressions considérables, même à haute température, pressions qui ont atteint expérimentalement plus de 200^{atm}.

Mais, en admettant même qu'à ce moment une rupture se produisît, elle se traduirait par une simple fissure, la vapeur ne pouvant avoir dans le faible espace qu'elle occupe aucune force projective, quelle que soit la pression qu'on puisse atteindre en pratique.

Aussitôt une fissure produite, la vapeur s'échappe directement dans l'atmosphère et, n'agissant plus sur le piston moteur, produit immédiatement l'arrêt de tout le système.

Au point de vue de l'entretien et de la surveillance, il résulte que l'on peut supprimer avec une pareille chaudière tous les appareils spéciaux, tels que tubes de niveau, robinets de niveau, injecteurs, appareils tartrifuges, manomètres, et même soupape de sûreté. La seule précaution qu'on peut prendre, mais qui n'est nullement indispensable, est de placer une soupape de sûreté sur l'injection d'eau, de façon à éviter que par une élévation trop considérable de la température du tube, et un ralentissement simultané de l'injection, il puisse se produire des phénomènes de décomposition, et que les gaz portés à haute température viennent détériorer les organes intérieurs. On peut également, par mesure de précaution, placer un manomètre à l'entrée du cylindre.

On voit donc que la surveillance d'un générateur Serpollet se réduit à graisser les organes moteurs et à alimenter le foyer et la bâche d'alimentation; et que, à l'inverse de ce qui se passait jusqu'ici, le manque d'eau ne peut produire que l'arrêt de la machine.

Le système Serpollet semble donc la solution la plus heureuse du générateur domestique, puisque son emploi ne le rend tributaire d'aucune force extérieure, telle que l'air comprimé, le vide, le gaz, l'électricité, le moteur qu'il actionne.

En outre, son faible poids, son petit volume, le peu d'eau qu'il exige pour son alimentation, la facilité de sa surveillance et de son entretien, et par-dessus tout *la sécurité absolue* qu'il assure, permettent de le placer n'importe où, et de le confier à n'importe quelles mains.

Les applications faites jusqu'ici se rapportent surtout aux petites

forces, et des générateurs de 1 à 2 chevaux ont été adaptés soit à des moteurs domestiques, soit à des tricycles.

Dans le premier cas, le générateur a été enroulé en spirale, pour tenir moins de place, et placé dans une enveloppe mobile disposée de façon à assurer la meilleure utilisation possible des gaz chauds. Son poids total ne dépasse par 140^{kg}, et ses dimensions sont de $0^{m},60$ de haut et $0^{m},50$ de diamètre environ. Ces petites installations sont particulièrement destinées à l'éclairage électrique des maisons et des magasins, aux petits ateliers, et à divers usages domestiques, tels que l'élévation de l'eau, la ventilation, etc. On en découvre du reste chaque jour de nouvelles applications.

Avec les tricycles qui sont du type ordinaire, à organes renforcés, comportant deux roues motrices à l'arrière et une directrice à l'avant, et qui pèsent 200^{kg}, on atteint des vitesses de 25^{km} à 30^{km} à l'heure, et l'on peut gravir des pentes atteignant 13^{cm} et 17^{cm} par mètre.

La provision d'eau et de charbon peut permettre de marcher deux heures sans s'arrêter. Une des poignées directrices mobile autour de son axe permet de commander le robinet de décharge dont il a été parlé et d'arrêter avec l'adjonction d'un frein, en moins de 2^{m}.

Depuis, on a construit des tricycles à deux places et des quadricycles, auxquels on a apporté tous les perfectionnements reconnus nécessaires. Des essais se poursuivent également en vue de la traction à vapeur des tramways.

En ce qui concerne les grandes forces, ce n'est que depuis quelques semaines que le problème a été, on peut dire, définitivement résolu.

La difficulté consistait à fournir à chaque tube, exactement et dans le même temps, la même quantité d'eau à vaporiser, pour éviter que certains d'entre eux, moins fermés que les autres, ne vinssent à absorber trop d'eau et à se refroidir, et que d'autres, au contraire, travaillant peu, ne s'échauffassent outre mesure.

La solution de ce problème a été trouvée à l'aide d'un distributeur circulaire ou à tiroir, qui comporte autant d'orifices que le générateur comporte d'éléments. L'injection d'eau passe successivement et régulièrement devant chaque orifice, et fournit ainsi à chaque élément la quantité exacte d'eau qu'il doit vaporiser dans un temps donné. Cela permet en outre à chaque élément, pendant

l'instant de repos qui lui est accordé, de récupérer la chaleur que lui a enlevée la vaporisation.

Des expériences faites sur un générateur de 10 chevaux, composé de 22 éléments rectilignes, et alimentant une machine d'atelier actionnant un grand nombre de machines-outils, ont démontré la possibilité de l'application aux grandes forces, et ont fait disparaître tous les doutes qu'on pouvait avoir à ce sujet. Elles n'ont donné lieu qu'à quelques modifications de détail dont on est venu très rapidement à bout.

On construit en ce moment deux générateurs Serpollet de 50 chevaux chacun, qui, en consacrant l'application du système aux forces quelconques, pourront devenir, principalement pour les locomotives et les chaudières marines, le point de départ des transformations les plus inattendues.

SÉANCE DU 21 DÉCEMBRE 1888.

PRÉSIDENCE DE M. DE ROMILLY.

La séance est ouverte à 8 heures et demie.

Le procès-verbal de la séance du 7 décembre est lu et adopté.

Sont élus Membres de la Société :

MM. Chancel (Félix), Ingénieur des Arts et Manufactures, à Paris.
Couette (Maurice), licencié ès Sciences, à Paris.
Lauriol (P.), Ingénieur des Ponts et Chaussées, à Chartres.
Pérot (Alfred), chargé d'un Cours supplémentaire de Physique à la Faculté des Sciences de Marseille.
Piltschikoff (Nicolas), Professeur à l'Université de Kharkoff (Russie).

M. le Trésorier dépose sur le bureau les comptes de l'année 1888.

Une Commission, composée de MM. d'Arsonval, Carl et du commandant Renard, est nommée pour vérifier les comptes de l'année 1888.

M. A. d'Arsonval présente un galvanomètre universel apériodique.

Comme la boussole de Wiedemann, ce galvanomètre est une boussole des tangentes à bobines mobiles; mais il présente des modifications nombreuses qui en simplifient le maniement et en rendent l'emploi beaucoup plus général. Sa construction permet de le transformer très rapidement soit en galvanomètre astatique, genre Nobili, soit en galvanomètre Thomson. Il suffit pour cela d'un simple changement de l'équipage magnétique.

L'idée originale consiste surtout à avoir rendu la partie portant l'équipage mobile et indépendante du socle qui soutient les bobines et la règle divisée sur laquelle elles glissent. L'amortisseur lui-même est également mobile. On peut l'enlever sans toucher à l'équipage magnétique, le supprimer complètement ou le remplacer par des pièces rendant l'amortissement variable à volonté en passant graduellement d'un maximum à zéro.

Il décrit séparément les deux parties de l'appareil : 1° la partie fixe ou socle; 2° la partie mobile (équipage et amortisseur).

Partie fixe. — Cette partie, toute en laiton, se compose d'un plateau circulaire reposant sur une pointe et deux vis calantes. Une règle divisée, de 50^{cm} de longueur, traverse le plateau suivant le diamètre perpendiculaire à la ligne qui joint les deux vis calantes. Sur un second diamètre, perpendiculaire au premier, s'élèvent deux colonnes reliées à leur partie supérieure par une traverse percée d'une ouverture circulaire de 5^{cm} de diamètre. C'est sur cet orifice que vient s'asseoir et pivoter comme sur un centre la seconde partie de l'appareil.

Le centre du plateau partage en deux parties d'égale longueur la règle divisée qui y est fixée de champ. Chaque moitié de la règle reçoit une chape mobile qui peut glisser tout du long, comme sur un banc de Melloni. Chaque chape porte à sa partie supérieure une bobine circulaire qui s'y trouve fixée verticalement à l'aide d'une vis centrale, mobile à la main, ce qui permet un changement rapide de bobine suivant la nature des courants à mesurer. Chaque bobine porte gravée sur sa joue extérieure le nombre de tours et la résistance du fil qui s'y trouve enroulé.

La règle divisée devant être perpendiculaire au méridien magnétique, il suffit de placer les pointes des deux vis calantes sur une ligne tracée dans ce méridien pour que l'appareil se trouve installé une fois pour toutes.

Partie mobile. — Elle se compose d'un tambour cylindrique en laiton, disposé verticalement et venant pivoter par sa base inférieure sur l'ouverture circulaire dont est percée l'entretoise reliant les deux colonnes. Ce cylindre est percé latéralement d'une ouverture carrée, fermée par une glace plane, mobile, légèrement inclinée, qui laisse voir le miroir surmontant l'équipage magnétique. Au centre de la base supérieure du cylindre s'élève un tube métallique vertical, recevant à son extrémité libre un bouchon mobile surmonté d'un treuil sur lequel s'enroule le fil de cocon qui supporte l'équipage; ce fil descend dans le tube et porte à son extrémité inférieure un petit crochet auquel on vient suspendre l'équipage après avoir enlevé la glace du cylindre. Le long de ce tube glisse un aimant directeur à la façon habituelle des Thomson.

Du centre de la base inférieure du tambour part également un tube qui porte à son extrémité libre un bouchon fileté sur lequel vient se visser la sphère en cuivre rouge qui compose l'amortisseur. Le centre de cette sphère passe par la ligne horizontale qui joint les centres des deux bobines mobiles. Toutes ces parties forment un ensemble rigide composé exclusi-

vement de pièces de tour, et se trouve par conséquent parfaitement centré par rapport à lui-même et au plateau fixe.

L'équipage magnétique se compose d'un petit aimant vertical en fer à cheval, ayant 15^{mm} de longueur et 6^{mm} d'écart entre les branches. Il pèse à peine 2^{gr} et peut porter de 100^{gr} à 120^{gr}.

Cet aimant est beaucoup plus puissant que l'anneau de Wiedemann; il ne présente pas de déplacement des pôles et pénètre avec la plus grande facilité dans la sphère composant l'amortisseur qui est creusé d'un simple trou cylindrique vertical pour le recevoir. On peut donc enlever l'amortisseur avec la plus grande facilité sans toucher à l'aimant. Cet aimant est vissé à un fil d'aluminium qui pénètre dans le tambour. L'extrémité de ce fil opposée à l'aimant vient s'engager, à frottement doux, dans la monture du miroir, qui peut ainsi recevoir toutes les orientations par rapport au plan de l'aimant. Comme le tambour portant la glace transparente est lui-même mobile autour de son centre de figure, on voit qu'on peut diriger le miroir dans n'importe quel azimut, l'aimant mobile restant toujours dans le plan du méridien magnétique.

Il est facile de placer un second aimant semblable au premier sur la même tige, en opposant les pôles, ce qui constitue un équipage astatique de Nobili, si l'on ne veut pas astatiser à l'aide de l'aimant directeur par la méthode de Haüy.

L'appareil se transforme en Thomson très rapidement par un simple changement de l'équipage. On a donc réuni en un seul ces trois formes de galvanomètre, avec le grand avantage de pouvoir en faire varier la sensibilité à volonté par l'écart des bobines et d'en faire également un appareil différentiel.

M. d'Arsonval fait remarquer que ce galvanomètre, muni de son amortisseur, fait un excellent appareil de mesure balistique qui revient au zéro, sans oscillation, qualité très précieuse pour prendre rapidement les mesures.

Il ne peut insister ici sur le manuel opératoire pour mesurer les forces électromotrices, les résistances, les capacités; toutes ces mesures se font avec la plus grande facilité. En se servant de l'échelle micrométrique que M d'Arsonval a présentée autrefois à la Société pour faire la lecture des petites déviations, on a une boussole des tangentes de la plus haute précision. C'est pour ces différentes raisons qu'il a cru devoir appeler cet instrument galvanomètre *universel apériodique*.

Ces modifications successives, dont la pratique journalière lui avait montré la nécessité, ont été faites dans les ateliers de M. de Branville, qui a bien voulu mettre pour les exécuter un ouvrier spécial à sa disposition.

M. N. Gréhant présente une trompe soufflante portative de M. Francis Gréhant.

Cette trompe, actionnée par l'eau, est destinée à produire un courant d'air utilisable dans un grand nombre de circonstances; elle a été construite par M. Noé de la manière suivante :

1° Un récipient cylindrique de zinc de 50^{cm} de hauteur et de 15^{cm} de diamètre, fermé à la partie inférieure, présente, à 7^{cm} au-dessous du bord supérieur, une large ouverture horizontale pour l'écoulement de l'eau au dehors.

2° Une cloche métallique, pénétrant dans le récipient jusqu'au fond, où elle présente un bord festonné, se termine à la partie supérieure par une surface horizontale sur laquelle on a soudé un dôme plus étroit qui porte un robinet métallique; sur le côté du dôme, est soudé un ajutage vertical par lequel on fait arriver un courant d'eau à l'aide d'un tube de caoutchouc; en face de cet ajutage, qui a 8^{mm} de diamètre intérieur, et à une distance de 40^{mm}, se trouve l'ouverture, légèrement évasée, d'un tube vertical qui est soudé à la cloche et qui pénètre dans son intérieur; sa longueur est égale à 18^{cm} et son diamètre à l'ouverture est de 22^{mm}.

Le dôme est traversé par une barre de cuivre qui est fixée par deux crochets que porte le récipient, ce qui maintient les deux pièces de l'appareil.

L'expérience a montré que, pour un bon fonctionnement de cette trompe soufflante, l'ouverture située en face de l'ajutage doit se trouver constamment immergée à 7^{mm} au-dessous du niveau d'échappement de l'eau; dans ces conditions, pour une pression d'eau de 4^{m} à 5^{m} qui est suffisante, ou pour une pression plus forte, on peut obtenir un débit de 15^{lit} à la minute pouvant actionner très facilement deux chalumeaux à gaz.

L'expérience est faite devant la Société et le jet de gaz, dans les deux chalumeaux, brûle avec une flamme bleue.

M. N. Gréhant décrit ensuite une trompe à jet d'air intermittent de M. Francis Gréhant.

Cet appareil diffère complètement du précédent; il repose sur l'emploi de la fontaine intermittente et de deux soupapes sphériques semblables à celles dont MM. Jolyet et Regnard se sont servis dans un appareil destiné à étudier les produits de la respiration des animaux. Il peut être employé à l'aération de l'eau contenue dans les aquariums.

Un récipient cylindrique de zinc plein d'air, ayant 15^{cm} de large et 55^{cm} de hauteur, reçoit l'eau à la partie supérieure par un tube qui est uni avec un robinet à eau. Sur le couvercle, on a soudé un tube de laiton ayant 4^{m} de hauteur, à la partie supérieure duquel est fixé un tube en T dont la branche verticale porte deux demi-sphères renfermant deux boules de caoutchouc durci : ce sont les soupapes, dont l'une sert à l'entrée de l'air aspiré, tandis que l'autre, servant au passage de l'air insufflé, est surmontée d'un long tube qui se recourbe en forme de crosse, et présente une longue branche verticale qui peut pénétrer à 3^{m} ou 4^{m} dans l'eau d'une cuve d'aquarium.

Sur le couvercle du récipient, on a soudé en outre un tube un peu moins long que le premier, ayant 3^{cm} de diamètre et se terminant par une partie recourbée en crosse, dans laquelle est fixé un tube long de 4^{m} ou de $4^{m},5$, qui est la longue branche d'un siphon.

La petite branche de ce siphon pénètre jusqu'au fond du récipient.

Dès qu'on ouvre un robinet, l'eau entre dans le récipient et déplace

l'air, qui est comprimé, qui ferme la soupape inférieure, soulève la soupape supérieure et vient s'échapper en barbotant à travers l'eau de l'aquarium; lorsque le récipient est plein d'eau, ce liquide monte dans le siphon, se déverse à la partie supérieure, remplit la longue branche, et, le volume d'eau qui s'écoule étant plus grand que celui de l'eau que laisse passer le robinet, l'air pénètre par la soupape sphérique inférieure dans le récipient, le siphon se désamorce, l'air est déplacé de nouveau; pour une ouverture convenable du robinet, l'échappement de l'air peut avoir lieu toutes les trois minutes.

Cet appareil, qui est construit comme le précédent par M. Noé, doit fonctionner devant la Société de Physique, à la séance de Pâques.

M. N. Gréhant communique les résultats d'expériences sur la pression exercée par certaines graines qui se gonflent dans l'eau.

C'est un fait bien connu des anatomistes que la désarticulation des os du crâne peut être obtenue en remplissant la cavité osseuse de graines de haricots secs, puis en plongeant le crâne dans un récipient plein d'eau; au bout d'un certain temps, l'eau qui pénètre autour des graines les fait se gonfler, et la pression exercée sur les parois de dedans en dehors est si considérable que les os se séparent en brisant même un certain nombre de dentelures osseuses qui étaient enchevêtrées d'une manière très solide.

M. N. Gréhant a cherché à mesurer la pression ainsi exercée; il a introduit dans un col droit de verre à tubulure inférieure des haricots au centre desquels a été placée une ampoule de caoutchouc pleine de mercure, dans laquelle pénétrait un tube de verre long de 2^{m}; un courant d'eau sous la faible pression de 20^{cm} circulait par des bouchons percés de trous solidement fixés par du fil de fer aux deux tubulures. Vingt-quatre heures après le début de l'expérience, le flacon a été trouvé brisé et le mercure avait été chassé par l'extrémité du tube et était retombé en forme de pluie; la pression exercée avait donc dépassé 2^{m} de mercure.

L'expérience fut recommencée dans une bouteille à mercure, dont on fit détacher la partie supérieure; la capacité de ce récipient, égale à 3^{lit}, fut remplie de haricots; au milieu, on introduisit une ampoule de caoutchouc remplie d'eau fixée à l'extrémité d'un long tube de cuivre soudé à un manomètre de Bourdon, et un tube de cuivre à parois épaisses qui amenait l'eau; la pression exercée par les graines atteignit 4^{atm} dans une expérience, 5^{atm} dans une autre expérience.

Pour démontrer ce phénomène à la Société, M. Gréhant a introduit dans un long manchon de verre, terminé par deux bouchons scellés au plâtre, un long tube de caoutchouc plein d'eau, fixé au tube d'un manomètre de Bourdon, et il fit passer un courant d'eau; le tube de caoutchouc fut complètement aplati comme un ruban et transmit au manomètre une pression de 2^{atm}.

OUVRAGES REÇUS PAR LA SOCIÉTÉ

PENDANT L'ANNÉE 1888.

Comptes rendus de l'Académie des Sciences, t. CVI et CVII, 1888, in-4°.

Annales de Chimie et de Physique, 6e série, t. XIII, XIV et XV, 1888, in-8°.

Annales scientifiques de l'École Normale supérieure, 3e série, t. V, année 1888, in-4°.

Annales télégraphiques, 3e série, t. XV, année 1888, in-8°.

Bulletin de la Société philomathique de Paris, 7e série, t. XII, 1886-1888, in-8°.

Bulletin de la Société des Ingénieurs civils, année 1888.

Mémoires et comptes rendus des travaux de la Société des Ingénieurs civils, 4e série, 41e année, janvier à décembre 1888.

L'Électricien, t. XII, année 1888, in-8°.

Bulletin international de l'électricité, année 1888, in-4°.

La Chronique industrielle; par M. *Casalonga*, année 1888, in-4°.

La Revue industrielle, année 1888, in-4°.

Moniteur industriel, vol. XV, année 1888, in-4°.

Revue internationale de l'Électricité et de ses applications, t. V, 4e année, 1888, in-4°.

Bulletin de la Société française de Minéralogie, t. X, année 1887, in-8°.

Ministère de l'Instruction publique. — Revue des Travaux scientifiques, t. VIII, 1888, in-8°.

Journal de Physique, Chimie et Histoire naturelle élémentaires, publié par M. *A. Buguet*, 3e année, 1887-1888, in-8°.

The Scientific Proceedings of the Royal Dublin Society. Vol. V, Part I à VII; vol. VI, Part I et II, in-8°.

Bulletin de la Société nationale d'encouragement pour l'Industrie nationale, t. II, 4e série, 1888, in-4°.

Société nationale d'encouragement. Procès-verbaux des séances, année 1888.

Memorias de la Sociedad Cientifica « Antonio Alzate », t. I, nos 2 à 5, 1887, et 1888, n° 8, in-8°.

Anuario de la Oficina central meteorolojica de Chile, t. XVIII, août à octobre 1886, in-8°.

Proceedings of the Royal Society, vol. XLIV, nos 266 à 272, et XLV, nos 273 à 275 et 277 à 279.

Philosophical Magazine, fifth series, vol. XXV and XXXI, 1888.

Annalen der Physik und Chemie, neue Folge, Band XXXIV, XXXV, XXXVI, 1888.

Sachregister zu den *Annalen der Physik und Chemie Poggendorff'sche Folge*, Band. I, 160. Ergänzungsband, I, 8; und Jubelband, 1824-1877. Leipzig. Barth, 1888, 1 vol. in-8°.

Beiblätter zu den Annalen der Physik und Chemie, Band XII, 1888.

Bulletin de la Société vaudoise des sciences naturelles, 3e série, vol. XXII, et vol. XXIII, n° 96, in-8°.

Journal de la Société physico-chimique de Saint-Pétersbourg, t. XX, 1888.

Journal of the Society of Telegraph Engineers and of Electricians, vol. XVII, année 1887, n° 70.

Elektrotechnische Zeitschrift; herausgegeben vom elektrotechnischen Verein, Heft X, 1888.

The American Journal of Science, 3e série, vol. XXXV et XXXVI, 1888.

The Physical Society of London (Proceedings), vol. VIII et vol. IX, Part I, in-8°.

Annales de l'École polytechnique de Delft, t. IV, 1888.

Die Fortschritte der Physik im Jahre 1882, XXXVIII Jahrgang; in-8°.

Pontificia Universita Gregoriana. — Bullettino meteorologico dell' Osservatorio del Collegio Romano, vol. XXVII, 1888.

Moniteur officiel du grand concours international des Sciences et de l'Industrie (Bruxelles, in-4°); années 1887 et 1888, nos 1 et 2.

Bulletin de la Société internationale des Électriciens, année 1888; in-4°.
Transactions of the Royal Society of Edinburg, vol. XXXI, Botany of Socotra; in-4°.

Proceedings of the Royal Society of Edinburg. Session 1886-87; in-8°.

Cronica cientifica, revista internacional de Ciencias, t. XI, 1888.

Bulletin de la Société belge d'Électriciens; t. V, année 1888.

Institutui meteorologic Romanei : Buletinul ministeruli agriculturei, industriei comerciului Saint Domeniilor, anul I, 1885; n°s 8 à 12.

The Electrician; vol. XX, n°s 504 à 520, et vol. XXI, n° 521.

Annales de l'Institut météorologique de Roumanie; par M. *Stefan C Hepitès*, 1885, t. I.

Traité d'Électricité et de Magnétisme de James Clerk Maxwell, traduit par M. *G. Seligmann-Lui*, avec notes et éclaircissements par MM. *Cornu, Potier* et *Sarrau*, t. I, 3e fascicule.

Collection des anciens alchimistes grecs, publiée sous les auspices du Ministère de l'Instruction publique; par M. *Berthelot*, avec la collaboration de M. *Em. Ruelle*, 1re, 2e et 3e livraison. Texte grec et traduction française avec variantes, notes et commentaires. Paris, G. Steinheil, 1887-1888; in-4°.

Recherches sur l'isolement du fluor; par M. *Henri Moissan* (Extrait des *Annales de Chimie et de Physique*); in-8°.

Cours de Physique, t. II. Acoustique et Optique, 1re Partie, Acoustique; par M. *Violle*. Paris, G. Masson, 1888; 1 vol. in-8°.

Traité de Cristallographie mathématique et physique; par M. *E. Mallard*. Paris, Dunod, 2 vol. in-8° avec atlas.

Notice sur les titres et travaux scientifiques de M. N. Gréhant. Paris, Alcan, 1887; in-4°.

Almanach-Annuaire de l'Électro-chimie et de l'Électricité, comprenant un résumé méthodique et pratique d'installations électriques, année 1888; par M. *Firmin Leclerc*, in-18°.

Étude expérimentale sur l'influence du Magnétisme et de la température sur la résistance électrique du bismuth et de ses alliages avec le plomb et l'étain; par M. *van Aubel* (Extrait des *Archives des Sciences physiques et naturelles*, février 1888); in-8°.

Le physicien Péclet. Discours prononcé à la séance publique de la Société d'émulation du Doubs, le jeudi 15 décembre 1887, pour l'inauguration du buste de ce savant; par M. *George Sire*; br. in-8°.

Les courants de la polarité dans l'aimant et dans le corps humain; par MM. *Chazarain* et *Ch. Dècle*. 1 vol. in-8°.

Sur la conductibilité électrique des dissolutions salines ou acides de con-

centration moyenne (Extrait des *Annales de Chimie et de Physique*, 6ᵉ série, t. XIV, mai 1888); in-8°.

Du mouvement de l'eau dans les tuyaux circulaires. Théorie de Maurice Lévy. Table pour le calcul des conduites (Extrait des *Mémoires de la Société des Ingénieurs civils*); in-8°.

The Society of Telegraph Engineers and Electricians : Rules and regulation recommended for the prevention of fire risks from electrics ligthing, april 1888; in-8°.

Physical Memoirs, selected and translated from foreign sources under the direction of the Physical Society of London, Vol. I, Part. I. Studies on electric boundary-layers; by prof. von *Helmholtz;* in-8°.

Éclairage à l'électricité; par M. *H. Fontaine,* 3ᵉ édition. Paris, Baudry, 1888; 1 vol. in-8°.

Cours d'Astronomie pratique. — Application à la Géographie et à la Navigation; par M. *E. Caspari.* 1ʳᵉ Partie. Paris, Gauthier-Villars et Fils, 1888; 1 vol. in-8°.

Recherches sur l'absorption de la lumière; par M. *Henri Becquerel.* Thèse. Paris, Gauthier-Villars et Fils, 1888; in-4°.

Traité pratique de manipulations de Physique, à l'usage des étudiants en Médecine. Optique; par M. *C.-E. Mergier.* Paris, A. Coccoz, 1888; in-12.

Œuvres de Fourier, publiées par les soins de M. *G. Darboux*, sous les auspices du Ministère de l'Instruction publique, t. I. Théorie analytique de la chaleur. Paris, Gauthier-Villars, 1888; 1 vol. in-4°.

Physique; par M. *C.-M. Gariel.* 2 vol. in-8°. Paris, Baudry, 1888.

Experiments with soap bubbles; par M. *C.-V. Boys;* br. in-8°.

Construction d'une sphère terrestre monumentale à l'échelle de $\frac{1}{1000000}$, 40ᵐ de circonférence; par MM. *F. Filon* et *A. Cordeau.* Paris, Colin, 1888; br. in-8°.

Revue de l'Aéronautique théorique et appliquée. Paris, Masson, 1888; in-4°.

Traité élémentaire d'électricité; par M. *J. Joubert.* Paris, G. Masson, 1889; 1 vol. in-8°.

Constantes optiques du gypse de Montmartre; par M. *H. Dufet* (Extrait du *Bulletin de la Société française de Minéralogie*, 1888); br. in-8°.

Études expérimentales sur la dispersion des axes d'élasticité optique dans quelques cristaux clinorhombiques; par M. *H. Dufet* (Extrait du *Bulletin de la Société française de Minéralogie*, 1887); br. in-8°.

The radio-micrometer, by *C.-V. Boys*. (Extrait des *Proceed. of the Royal Society*, 8 march 1888.)

Bulletin des Sciences physiques, publié par les soins de l'Association amicale des élèves et anciens élèves de la Faculté des Sciences de Paris, 1re année, juin à décembre 1888, n° 1. Paris, G. Carré; in-8°.

Recherches expérimentales sur la vitesse d'écoulement des liquides par un orifice en mince paroi; par M. *Th. Vautier*. Thèse. Paris, Gauthier-Villars et Fils, 1888; in-4°.

Sur la conductibilité thermique du mercure et quelques métaux; par M. *Alphonse Berget*. Thèse. Paris, Carré, 1888; in-4°.

Étude sur les anomalies locales du magnétisme terrestre (en russe); par M. *N. Piltschikoff*. Kharkoff, 1888; in-8°.

Journal of the royal Society of New South Wales. Vol. XXI, 1887. Sydney, Trübner, 1888; in-8°.

Traité de la lumière, où sont exposées les causes de ce qui lui arrive dans la réflexion et dans la réfraction et particulièrement dans l'étrange réfraction du cristal d'Islande, avec un discours de la cause de la pesanteur; par M. *Christiaan Huygens*. Edidit cum praefatione latina W. Burckhardt. Lipsiæ, Gressner et Schramm, 1 vol. in-8°. — Offert par M. Van Aubel.

Petite climatologie de l'amateur et de l'agriculteur belges. Bruxelles, Hayez, 1886; in-8°. — Offert par M. Van Aubel.

L'accumulateur employé comme transformateur-distributeur à courants continus dans les stations centrales électriques; par M. *B. de Montaud*. Paris, Gauthier-Villars, 1888; in-8°.

Affaire Mimault. Plaidoirie de Henri Barboux pour Mme Vve Raynaud. Paris, Maulde et Cie, 1888; in-4°.

Mémoire sur la Table Féret hygiénique par l'élévation facultative à l'usage des études scolaires; par M. *A. Feret*. Paris, Jouandeaux, 1888; in-4°.

Éléments et méta-éléments. Mémoire lu à la Société chimique de Londres; par M. *W. Crookes*. Traduit par M. Willy Lewy. Paris, Gauthier-Villars et Fils, 1888; in-18.

Traité élémentaire de l'accumulateur voltaïque; par M. *E. Reynier*. Paris, Baudry, 1888; in-8°.

Discours prononcé à l'inauguration de la statue d'Ampère à Lyon, le 8 octobre 1888, par M. *Cornu*; in-4°.

Traité de télégraphie sous-marine; par M. *E. Wunschendorff*. Paris, Baudry, 1888; in-4°.

Études sur le thermomètre à gaz et comparaison des thermomètres à mer-

cure avec le thermomètre à gaz; par M. *P. Chappuis*. (Extrait du t. V. des *Travaux et Mémoires du Bureau international des Poids et Mesures*). Paris, Gauthier-Villars et Fils, 1888; in-4°.

Nouvelles études et mesures de dilatations par la méthode de M. Fizeau; par M. *René Benoît*. (Extraits du t. VI des *Travaux et Mémoires du Bureau international des Poids et Mesures*. Paris, Gauthier-Villars et Fils, 1888; n-4°.)

Formules pratiques pour la transformation des coefficients thermiques; par M. *Ch.-Ed. Guillaume*. (Extrait du t. VI des *Travaux et Mémoires du Bureau international des Poids et Mesures*.) Paris, Gauthier-Villars et Fils, 1888; in-4°.

Sur la mesure des températures très basses; par M. *Ch.-Ed. Guillaume*. (Extrait des *Archives des Sciences physiques et naturelles*, 1888); br. in-8°.

Die Entwerthung der Materie: Ueber einen Apparat zur Demonstration der Zusammensetzung beliebiger rechtwinklig aufeinander stattfindender Schwingungen, von *L. Pfaundler*.

Ueber die Einwirkung stark comprimirter Kohlensäure auf Glas unter dem Einfluss von Licht, von *L. Pfaundler*.

Ueber das Wesen des weichen oder halbflüssigen Aggregatzustandes, von *L. Pfaundler*.

Ueber Regelation und Rekrystallisation, von *L. Pfaundler*.

Das Princip der ungleichen Molecülzustände, angewendet zur Erklärung der übersättigen Lösungen, der überschmolzenen Körper, der Siedeverzüge, der spontanen Explosionen und des Krystallinischwerdens amorpher Körper, von *L. Pfaundler*.

Ueber die geringste absolute Anzahl von Schallimpulsen, welche zur Hervorbringung eines Tones nöthig ist, von *L. Pfaundler*.

Ueber die Temperatur der Dämpfe aus siedenden Salzlösungen, von *L. Pfaundler*.

Ueber A. Horstmann's Dissociationstheorie und über die Dissociation fester Körper, von *L. Pfaundler*.

Ueber die Anwendung des Doppler'schen Princips auf die fortschreitende Bewegung leuchtender Gasmoleküle, von *L. Pfaundler*.

Ueber die specifische Wärme des Wassers, nach Versuchen von Dr. Baumgartner; mitgetheilt, von *L. Pfaundler*.

Neue Theorie der Regelation des Eises, von *L. Pfaundler*.

Ueber eine neue Methode zur Bestimmung der Wärmecapacität von Flüssigkeiten, von *L. Pfaundler*.

Ueber Dampfdichtebestimmungen bei hohen Temperaturen an Substanzen, welche Quecksilber angreifen, von *L. Pfaundler.*

Die magnetoelektrische und die dynamoelektrische Maschine, von *L. Pfaundler.*

Ueber die Bedeutung der Physik für die Medicin, von *L. Pfaundler.*

Bemerkungen zu der Abhandlung von H. Hubner und P. Wiesinger : « Ueber die Wirkung einer schwachen Säure auf das Salz einer stärkeren Säure », von *L. Pfaundler.*

Elementare Ableitung der Grundgleichung der dynamischen Gastheorie, von *L. Pfaundler.*

Ueber die Energiedifferenz des phosphorsauren Natrons bei verschiedenem Gehalte an Krystallwasser, von *L. Pfaundler.*

Auszug aus dem Vortrage : « Ueber den Kampf um's Dasein unter den Molekülen », von *L. Pfaundler.*

Ueber die Molekularwärmen der Schwefelsäurehydrate und deren Verbindungswärmen beim Mischen mit Wasser, von *L. Pfaundler.*

Ueber das Wachsen und Abnehmen der Krystalle in ihrer eigenen Lösung isomorpher Salze, von *L. Pfaundler.*

Ueber Kältemischungen im Allgemeinen und jene aus Schnee und Schwefelsäure, von *L. Pfaundler.*

Ueber die Erstarrungstemperaturen der Schwefelsäurehydrate und die Zusammensetzung der ausgeschiedenen Krystallmassen nebst Erörterung der erhaltenen Resultate, von *L. Pfaundler* und *E. Schnegg.*

Ueber die Wärmecapacität des Wassers in der Nähe seines Dichtigkeitsmaximums, von *L. Pfaundler* und *Hugo Platter.*

Action du cyanure de potassium sur l'acide dinitrophénique; par MM. *Pfaundler* et *Oppenheim.*

Alcune ricerche elettriche sui seleniuri di rame e d'argento Cu^2Se, Ag^2Se; par MM. *Bellati* et *Lussana.*

Sul passaggio di correnti elettriche attraverso cattivi contatti; par MM. *Bellati* et *Lussana.*

Die physikalischen Grundsätze der electrischen Kraftübertragung; eine Einleitung in das Studium der Elektrotechnik, von *J. Popper.*

Ueber die Berechnung der Temperaturcorrection bei calorimetrischen Messungen, von *L. Pfaundler.*

Ueber die Mantebringmaschine von Kravögl und deren Verhältniss zur

Maschine von Pacinotti-Gramme nebst Vorschlägen zur Construction verbesserter dynamoelectrischer Maschinen, von *L. Pfaundler*.

Ueber die beim Mischen von Schwefelsäure mit Wasser auftretenden Wärmen und Temperaturen im Zusammenhang mit den Moleculärwärmen und Siedepunkten der dabei entständenen Hydrate, von *L. Pfaundler*.

Ueber Differenzial-Luftthermometer, von *L. Pfaundler*.

Ueber die Wärmecapacität verschiedener Bodenarten und deren Einfluss auf die Pflanze, nebst kritischen Bemerkungen über Methoden der Bestimmung derselben, von *L. Pfaundler*.

Der « Kampf um's Dasein » unter den Molekülen; ein weiterer Beitrag zur chemischen Statik, von *L. Pfaundler*.

Ueber die ungleiche Löslichkeit der verschieden Flächen eines und desselben Krystalls und den Zusammenhang dieser Erscheinung mit allgemeinen naturwissenschaftlichen Principien, von *L. Pfaundler*.

Sur les courants actino-électriques au travers de l'air; par M. *A. Stoletow*; in-4°.

Sur une sorte de courants électriques, provoqués par les rayons ultra-violets; par M. *A. Stoletow*; in-4°.

Suite des recherches actino-électriques; par M. *A. Stoletow*; in-4°.

Vergleichende Untersuchung verchiedener Gasbrenner, von *S. Lamansky*; br. in-4°.

Mémoires publiés par la Société philomathique à l'occasion du centenaire de sa fondation (1788-1888). Paris, Gauthier-Villars et Fils, 1888; 1 vol. in-4°.

Alcune esperienze sull' occlusione dell' idrogeno nel nickel; par MM. *Manfredo Bellati* et *S. Lussana*. Venezia, Antonelli, 1888; in-8°.

Rodolph Clausius et ses travaux; par Mme *Clémence Royer* (Extrait de la *Revue britannique*, novembre 1888); in-4°.

Études d'optique géométrique, dioptres, systèmes centrés, lentilles, instruments d'optique; par M. *C.-M. Gariel*. Paris, Nony et Cie, 1888; br. in-8°.

La viscosité des liquides; par M. *Couette* (Extrait du *Bulletin des Sciences physiques*.) Paris, G. Carré, 1888; br. in-8°.

Sur un nouvel appareil pour l'étude du frottement des fluides; par M. *Couette*. (Extrait des *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, août 1888).

Ueber die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des durch scharfe Schüsse erregten Schalles, von *E. Mach* (Extrait de l'*Académie de Vienne*, 1888); br. in-8°.

Les grandes découvertes faites en Physique depuis la fin du XVIIIe siècle.

Discours prononcé à la séance publique du 16 décembre 1882: par M. *Ch. Montigny;* in-8°. (Offert par M. van Aubel.)

Ueber Töne, welche durch intermittirende Bestrahlung eines Gases entstehen, von *W.-C. Rœntgen;* in-8°. (Offert par M. van Aubel.)

Ueber eine neue Art von Cohäsionsfiguren; von *Vilhelm von Bezold* (Offert par M. van Aubel); br. in-8°.

Les illuminations crépusculaires. (Extrait de la *Revue des questions scientifiques*, avril 1884); par M. *P.-J. Thirion*. Bruxelles, A. Vromant, 1884; br. in-8°.

Ueber Lissajous'sche Curven. Inaugural-Dissertation zur Erlangung der Doctorwürde der Hohen philosophischen Facultät zu Göttingen (1884), von *A. Himstedt* (Offert par M. van Aubel); in-8°.

Notice sur la nouvelle machine à disque de M. Desroziers; par M. *R. Arnoux* (Extrait de l'*Electricien*). Paris, Masson, 1888; br. in-8°.

Nouvelles observations sur la transparence de l'air précédant les chutes de pluie; par M. *J.-L. Soret*. (Extrait des *Archives des Sciences physiques et naturelles*, t. XX, 1888); in-8°.

Lorgnette goniométrique; par M. *J.-L. Soret* (Extrait des *Archives des Sciences physiques et naturelles*, t. XXI, 1889); in-8°.

Observations du point neutre de Brewster; par MM. *J.-L. Soret* et *Ch. Soret* (Extrait des *Archives des Sciences physiques et naturelles*, t. XXI, 1889); in-8°.

Influence des surfaces d'eau sur la polarisation atmosphérique et observation de deux points neutres à droite et à gauche du Soleil; par M. *J.-L. Soret* (Extrait des *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, 1888); in-4°.

De la méthode dans l'étude de l'hypnotisme; par M. *E. Bontemps*. Paris, Baudoin, 1888; br. in-8°.

Henri Sainte-Claire Deville. Sa vie et ses travaux; par M. *Jules Gay*. Paris, Gauthier-Villars et Fils, 1889; petit in-8°.

Sur la détermination de la chaleur spécifique d'un corps par la méthode des mélanges à température constante; par M. *N. Heschus*. (Extrait du *Journal de Physique*, octobre 1888); in-8°.

Traité théorique et pratique d'Électrochimie; par M. *Donato Tommasi*. 1er fascicule. Paris, E. Bernard et Cie, 1889; 1 vol. in-8°.

Grand concours international des Sciences et de l'Industrie: Bruxelles, 1888. — Notice sur le concours 47 : Électricité; par M. *Bandsept* (Extrait de la *Chronique des Travaux publics*); in-12.

Brochures offertes par M. van Aubel :

Ueber eine neue polare Wirkung des Magnetismus auf die galvanische Wärme in gewissen Substanzen, von *Albert von Ettingshausen* (*Ann. der Phys. und Chemie*, XXXI, 1881); in-8°.

Bemerkungen zu dem Aufsatze : Ueber eine neue polare Wirkung des Magnetismus auf die galvanische Wärme in gewissen Substanzen, von *Albert von Ettingshausen* (*Ann. der Phys. und Chemie*, XXXIII, 1888); in-8°.

On the variation with temperature of the electrical resistance of wires of certain alloys, by *J.-C. Mac Gregor* (*Trans. roy. Soc. Edin.*, 1880); in-4°.

Ueber den Gebrauch des Elektroskops, von *B. Schwalbe* (*Zeitschrift für den Physikalischen*, 1888); br. in-4°.

Ueber den Einfluss des Lichtes auf den elektrischen Leitungswiderstand von Metallen, von *Siemens*. (*Akademie der Wissenschaften zu Berlin*, 1877); in-8°.

Ueber die durch Elektricität bewirkten Form und Volumenänderungen von dielektrischen Körpern, von *W.-C. Rœntgen* (*Ann. der Phys.*, 1880); br. in-8°.

Ueber das magnetische Verhalten der chemischen Verbindungen (Thèse), von *G.-H. Wiedemann*. Lipsiæ, Edelmanori, 1876; in-4°.

Ueber eine neue polare Wirkung des Magnetismus auf die Wärme in einer vom galvanischen Strome durchflossenen Bismuthplatte, von *Ettingshausen* (*Akad. der Wiss. in Wien*, 1887); in-8°.

Théorie des phénomènes électriques; par M. *E. Edlund*. Mémoire présenté à l'Académie royale des Sciences de Suède, le 12 novembre 1873. Stockholm, Norstedt, 1874.

Magnetisation of iron, by *John Hopkinson* (*Phys. Trans. of the royal Society*, 1885); in-4°.

Electrostatic capacity of glass and of liquids, by *J. Hopkinson* (*Phys. Trans. of the royal Society*, 1881); in-4°.

Des vibrations à la surface des liquides; par M. *F.-H. Lechat* (Thèse.) Paris, Gauthier-Villars, 1880; in-4°.

Sur la dilatation des aluns; par M. *W. Spring* (Extrait des *Bull. de l'Ac. roy. de Belgique*); in-12.

Description of a photometer, by *O.-N. Rood* (Extrait de l'*American Journal*, july 1863); in-8°.

Analogies entre les phénomènes électriques et les effets produits par des actions mécaniques. Conséquences relatives à la nature de l'Électricité; par

M. *Gaston Planté* (Extrait des *Recherches sur l'Electricité*); brochure in-8°, 1879.

Ueber die Ergebnisse der Forschung auf dem Gebiete der chemischen Krystallographie, von *A. Arzruni* (*Zeitschrift der deutschen geologischen Gesellschaft*, 1877); in-8°.

Mikrophysikalische Untersuchungen, von *O. Lehmann* (*Zeitschrift für Krystallographie*, 1887); in-8°.

Ueber die Elektricitätserregung beim Contact von Metallen und Gasen, von *Franz Schulze-Berge*. (Thèse.) Berlin, Hermann, 1880; in-8°.

Ueber den electrischen Rückstand, von *L. Arons* (*Ann. der Physik*, XXXV, 1888); in-8°.

Ueber electrische Entladung in Gasen, von *O. Lehmann* (*Ann. der Physik*, XXII, 1884); in-8°.

Note sur un nouveau dilatomètre différentiel. Son application à la dilatation des aluns; par M. *W. Spring*. Bruxelles, Hayez, 1883; in-8°.

Der Einfluss des Lichtes auf den electrischen Leitungswiderstand von Metallen, von *R. Bornstein*. Heidelberg, Carl Winter, 1877; in-8°.

Krystallogenetische Beobachtungen, von *H. baron v. Foullon;* in-4°.

Sur la tension électrique suivant les lignes de force dans les milieux diélectriques; par M. *P.-J. Delsaux* (Extrait des *Ann. de la Soc. scientifique de Bruxelles*, 1887-1888); in-8°.

Ueber die optische Bedeutsamkeit des am elektromagnetischen Multiplicator sich darstellenden Princips zur Verstärkung des magnetischen Umschwungs, von *J.-S.-C. Schweigger*; br. in-4°.

Ueber die gegenseitigen Beziehungen der physikalischen Eigenschaften der chemischen Elemente, von *H. Fritz* (Extrait des *Naturwissenchaftliche Rundschau,* 1886); in-4°.

Ueber Nebelbildung, von *R. von Helmholtz* (Extrait des *Natur-Rundschau,* 1886); in-4°.

On the thermo-electric proportion of charcoal and certain alloys, with a supplementary thermo-electric diagram, by *B.-G. Knott* and *J.-C. MacGregor* (Extrait des *Trans. R. S. E.*, vol. XXVIII, Part II, 1878); in-4°.

ERRATA.

Page 51, lignes 19 et 20, *au lieu de* l'angle dont le cosinus est égal au rapport $\frac{v}{a}$ de la vitesse, etc., *lire* l'angle dont le sinus est égal au rapport $\frac{a}{v}$ inverse du rapport de la vitesse, etc.

Page 53, ligne 14, *au lieu de* $\cos\frac{v}{a}$, *lire* $\sin\frac{a}{v}$.

SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE.

LISTE DES MEMBRES.

ANNÉE 1889.

SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE,

44, RUE DE RENNES, 44.

(1889.)

BUREAU.

MM. MASCART, *Président.*
MALLARD, *Vice-Président.*
JOUBERT, *Secrétaire général.*
LEDUC, *Secrétaire.*
VASCHY, *Vice-Secrétaire.*
MAURAT, *Archiviste-Trésorier.*

CONSEIL.

Membres résidants :

MM. CARPENTIER. 1887.
FOUSSEREAU.
LEMONNIER.
PLOIX.

BECQUEREL (Henri). 1888.
BERGER.
BERTRAND (J.).
LE CHATELIER (H.).

BASSOT. 1889.
EIFFEL.
NERVILLE (DE).
SARRAU.

Membres non résidants :

MM. BIENAYMÉ (Toulon). 1887.
COLNET D'HUART (Luxembourg).
HAGENBACH (Bâle).
RAYET (Bordeaux).

BAILLAUD (Toulouse). 1888.
BELLATI (Padoue).
ÉLIE (Abbeville).
STOLETOW (Moscou).

MACÉ DE LÉPINAY (Marseille). 1889.
PFAUNDLER (Inspruch).
SORET (Louis), (Genève).
WITZ (Lille).

ANCIENS PRÉSIDENTS.

1873.	MM.	FIZEAU.
1874.		BERTIN.
1875.		JAMIN.
1876.		QUET.
1877.		BECQUEREL (Ed.).
1878.		BLAVIER.
1879.		BERTHELOT.
1880.		MASCART.
1881.		CORNU.
1882.		GERNEZ.
1883.		JANSSEN.
1884.		POTIER.
1885.		MAREY.
1886.		SEBERT.
1887.		WOLF.
1888.		ROMILLY (de).

MEMBRES HONORAIRES (¹).

MM. **FIZEAU** (**A.-H.-L.**), Membre de l'Institut.

JOULE (**J.-P.**), de Manchester.

STOKES (**G.-G.**), Professeur à l'Université de Cambridge.

Sir **WILLIAM THOMSON**, F. R. S., Professeur à l'Université de Glasgow.

BECQUEREL (**Ed.**), Membre de l'Institut.

BELL (**Alex. Graham**), de Washington.

BERTHELOT (**M.**), Sénateur, Membre de l'Institut.

JANSSEN (**J.**), Membre de l'Institut.

MEMBRES A VIE (²).

Puyfontaine (Comte de), 34, avenue Friedland.

* D'Almeida, Inspecteur général de l'Instruction publique, Secrétaire général de la Société.

* Warren de la Rue, Correspondant de l'Institut.

(¹) *Membres honoraires décédés :*

MM.	A. Becquerel.	1874-78.
	Billet.	1876-82.
	V. Regnault.	1876-78.
	Secchi.	1876-78.
	Jamin.	1882-86.
	Edlund.	1884-88.
	Broch.	1878-89.

Extrait des Statuts, Art. IV. — Le titre de Membre honoraire est conféré comme un hommage et une distinction particulière à des physiciens éminents de la France et de l'étranger.

Les Membres honoraires ont voix délibérative dans les séances de la Société et du Conseil. Ils sont nommés par la Société à la majorité des voix, sur la présentation du Conseil.

Il ne peut en être nommé plus de deux chaque année.

Leur nombre est de dix au plus.

(²) Les Membres résidants ou non résidants sont libérés de toute cotisation moyennant un versement unique de 200 francs ou quatre versements de 50 francs pendant quatre années consécutives. Les sommes versées pour rachat des cotisations sont placées en valeurs garanties par l'État et leur revenu seul peut être employé aux besoins de la Société. (Statuts, Art. III, dernier paragraphe.)

(*) Membres décédés.

MM. Berthelot, Sénateur, Membre de l'Institut, 3, rue Mazarine.
Mascart, Membre de l'Institut, Professeur au Collège de France, 176, rue de l'Université.
* Pérot, Dessinateur et Graveur.
* Niaudet, Ingénieur civil.
Salet, Maître de conférences à la Faculté des Sciences, 120, boul. Saint-Germain.
* Spottiswoode (W.), Président de la Société royale de Londres.
* Jamin, Membre de l'Institut.
Gernez, Maître de conférences à l'École Normale supérieure, 18, rue Saint-Sulpice.
Maurat, Professeur en retraite, 31, boulevard de Port-Royal.
* Duboscq (Jules), Constructeur d'instruments de Physique.
Tuleu, Ingénieur, 58, rue Hauteville.
Fontaine (Hippolyte), Ingénieur électricien. 15, rue Drouot.
Duclos, ancien Directeur d'École Normale à Cérisols, par Sainte-Croix de Volvestre (Ariège).
* Blavier, Inspecteur général des Télégraphes, Directeur de l'École supérieure de Télégraphie.
Hugo (Comte Léopold), 14, rue des Saints-Pères.
Bischoffsheim (Raphaël-Louis), député, 3, rue Taitbout.
Poussin (Alexandre), Ingénieur, au château de La Houblonnière, par Lisieux.
Ollivier (A.), Ingénieur civil, 51, boulevard Beaumarchais.
Fernet, Inspecteur général de l'Instruction publique, 9, rue de Médicis.
Bardy, Directeur du Laboratoire central des Contributions indirectes, 26, rue du Général-Foy.
Angot, Météorologiste titulaire au Bureau central météorologique, 12, avenue de l'Alma.
Alvergniat, Constructeur d'instruments de physique, 10, rue de la Sorbonne.
* Brion, Professeur de physique.
Muirhead (Dr Alexandre F. C. S.), 3, Elm Court, Temple E. C. Londres.
Caspari, Ingénieur hydrographe de la Marine, 30, rue Gay-Lussac.
Blondlot, Professeur adjoint à la Faculté des Sciences, 8, quai Claude-le-Lorrain, à Nancy.
Guébhard, Agrégé de Physique de la Faculté de Médecine, 6, rue Legoff.
Raffard (N.-J.), Ingénieur, 16, rue Vivienne.
Gauthier-Villars, Libraire-Éditeur, 55, quai des Grands-Augustins.
Bordet (Lucien), Inspecteur des Finances, ancien élève de l'École Polytechnique, 181, boulevard Saint-Germain.

MM. Lippmann, Membre de l'Institut, Professeur à la Faculté des Sciences, 4, carrefour de l'Odéon.

* Sainte-Claire Deville (Henri), Membre de l'Institut.

D'Abbadie, Membre de l'Institut, 120, rue du Bac.

Teploff, Colonel du Génie impérial russe, rue Vladimirskaïa, 15, Maison Friederichs, Saint-Pétersbourg.

Villiers (Antoine), agrégé à l'École de Pharmacie, 30, avenue de l'Observatoire.

Javal, Député, Directeur du laboratoire d'Ophtalmologie à la Sorbonne, 58, rue de Grenelle.

Lemonnier, ancien élève de l'École Polytechnique, 45, rue de Saint-Pétersbourg.

* Terquem, Professeur à la Faculté des Sciences, à Lille.

Grossetkste (William), Ingénieur, 11, rue des Tanneurs, Mulhouse.

Potier, Ingénieur en chef des mines, Professeur à l'École Polytechnique, 89, boulevard Saint-Michel.

Martin (Ch.), rue de Bonneval, à Chartres.

* Meyer (Bernard), Ingénieur des Télégraphes.

Gray (Robert Kaye), Ingénieur électricien de l'India Rubber, Gutta and telegraph works C° limited, à Londres.

Rodde (Ferd.), 3, cité Magenta.

Friedel, membre de l'Institut, 9, rue Michelet.

Lespiault, Professeur à la Faculté des Sciences de Bordeaux.

Rodde (Léon), rua do Ouvidor, 107, à Rio de Janeiro (Brésil).

* Thollon, Physicien à l'Observatoire de Nice.

Gariel (C.-M.), Membre de l'Académie de Médecine, Professeur à la Faculté de Médecine, 39, rue Jouffroy.

Baron, Directeur au Ministère des Postes et des Télégraphes, 64, rue Madame.

Buchin, 11, rue Roland, à Bordeaux.

Rivière, Professeur au Lycée Saint-Louis, 17, rue Gay-Lussac.

* Moncel (comte du), Membre de l'Institut.

Joubert, Inspecteur de l'Académie de Paris, 67, rue Violet.

* Cabanellas, Ingénieur électricien.

* Bréguet (Antoine), ancien élève de l'École Polytechnique.

Pellat, Maître de Conférences à la Faculté des Sciences, 3, avenue de l'Observatoire.

Dufet, Maître de Conférences à l'École Normale supérieure, Professeur au Lycée Saint-Louis, 130, boulevard du Montparnasse.

* Raynaud, Directeur de l'École supérieure de Télégraphie.

Leblanc, ancien Élève de l'École Polytechnique, 63, allée du Jardin Anglais, au Raincy.

Poincaré, Inspecteur général des Ponts et Chaussées, 4, carrefour de l'Odéon.

MM. Pérard (L.), Professeur à l'Université, 101, rue Saint-Esprit, Liège (Belgique).

* Van den Kerchove, Sénateur, Gand (Belgique).

Baille, Répétiteur à l'École Polytechnique, 26, rue Oberkampf.

Carpentier, ancien élève de l'École Polytechnique, constructeur d'instruments de physique, 34, rue du Luxembourg.

Romilly (de), 8, rue de Madrid.

Roger, ancien Chef d'institution, 161, rue Saint-Jacques.

Brillouin, Maître de Conférences à l'École Normale supérieure, 11 *bis*, rue de la Planche.

Abria, professeur à la Faculté des Sciences de Bordeaux.

Dollfus (Eugène), Chimiste fabricant d'indiennes, 32, rue d'Altkirch, à Mulhouse.

Ogier (Jules), Docteur ès Sciences, Chef du laboratoire de Toxicologie, 6, rue de Beaune.

Gotendorf (Silvanus), 39, rue de Clichy.

Duclaux, Membre de l'Institut, Professeur à l'Institut agronomique, 15, rue Malebranche.

Kœchlin (Horace), Chimiste, fabricant d'indiennes, à Lœrrach (Baden).

Brewer (fils), Constructeur d'instruments pour les Sciences, 43, rue Saint-André-des-Arts.

Le Cordier (Paul), Docteur ès Sciences, Professeur à l'École supérieure des Sciences d'Alger.

Vaschy, Ingénieur des télégraphes, répétiteur à l'École Polytechnique, 68, avenue Bosquet.

Palmade, Professeur au lycée de Saint-Etienne.

Godefroy (l'abbé), Professeur de Physique à l'Institut catholique, 175, rue de Vaugirard.

Gouloubitzky, Collaborateur de la Société des amis des Sciences de Moscou, à Kalouga Faroussa (Russie).

Lemoine (E.), Ancien élève de l'École Polytechnique, 5, rue Littré.

Foussereau, Professeur au Lycée Louis-le-Grand, 56, boulevard de Port-Royal.

Rigout, Préparateur de Chimie à l'École Nationale des Mines.

Seligmann-Lui, Sous-Inspecteur des Télégraphes, 103, rue de Grenelle.

Cornu, Membre de l'Institut, 9, rue de Grenelle.

Gerboz (P.-C.), Constructeur d'instruments de précision.

Bandsept, Ingénieur, 58, chaussée de Wavre, à Bruxelles.

Brisse (Ch.), Répétiteur à l'École Polytechnique, 55, rue de Bécon, à Courbevoie (Seine).

Vautier (Théodore), Chargé des Conférences de Physique à la Faculté des Sciences, 30, quai Saint-Antoine, à Lyon.

Jénot, Professeur au Collège Rollin, 12, rue Constance.

Godard (Léon), Docteur ès sciences, 82, boulevard Saint-Germain.

MM. Compagnie des Chemins de fer du Midi, 54, boulevard Haussmann.
Compagnie des Salins du Midi, 84, rue de la Victoire.
Wallon (E.), Professeur au Lycée Janson de Sailly, 24, rue de Saint-Pétersbourg.
Pupin, Secrétaire de la Faculté de Médecine de Paris.
Weiss, Ingénieur des Ponts et Chaussées, Professeur agrégé de Physique à la Faculté de Médecine, 73, boulevard Saint-Michel.
Lemström (Selim), Professeur de Physique à l'Université de Helsingfors (Finlande).
Bouty, Professeur à la Faculté des Sciences, 9, rue du Val-de-Grâce.
Sebert, Colonel d'Artillerie de Marine, Laboratoire Central de la Marine, 13, rue de la Cerisaie.
Masson (G.), Libraire-Editeur, 120, boulevard Saint-Germain.
Mallard, Ingénieur en Chef des Mines, Professeur de Minéralogie à l'Ecole des Mines, 11, rue de Médicis.
Boitel, Professeur au Lycée Lakanal, 3, rue Soufflot.
Dybowski, Professeur au Lycée Charlemagne, 16, rue Rottembourg (Bel-Air).
Leduc, Professeur au Lycée Louis-le-Grand, 136, rue d'Assas.
Raymond, Ingénieur des Constructions navales à Toulon.
Sainte-Claire Deville (Emile), Ingénieur à la Compagnie du gaz, 85, avenue de Villers.
Touanne (de la), Ingénieur des Télégraphes, 13, rue Soufflot.
Violle, Maître de Conférences à l'Ecole Normale supérieure, 89, boulevard Saint-Michel.
Nerville (de), Ingénieur des Télégraphes, 116, boulevard Haussmann.
Meslin, Professeur au Lycée de Poitiers, 16, rue Neuve-de-la-Mairie.
Lyon (Gustave), Ancien élève de l'École Polytechnique, Ingénieur civil des Mines, 24 *bis*, rue Rochechouart.
* Jennesson, Ancien Principal à Xivry-le-Franc (Meurthe-et-Moselle).
Laurent (Léon), Constructeur d'instruments de physique, 21, rue de l'Odéon.
Rodocanachi (Emmanuel), 8, avenue Hoche.
Pavlidès (Démosthènes), 43, rue Guersaut, villa n° 15.
Defforges (le Commandant G.), détaché à l'État-Major général du Ministère de la Guerre, 41, boulevard de Latour-Maubourg.
Cadot, Professeur au Lycée de Quimper.
Joly, Maître de Conférences à l'École Normale supérieure, 57, rue Claude-Bernard.
Leroy, Professeur au Lycée de Vanves, 4, rue de la Grande-Chaumière.
Schwedoff, Professeur à l'Université d'Odessa (Russie).
Maneuvrier, Agrégé de l'Université, Sous-Directeur du Laboratoire des recherches à la Sorbonne, 54, rue Notre-Dame-des-Champs.
Le Chatelier (Louis), Ingénieur des Ponts et Chaussées, 95, rue de Rennes.

Godron (H.), Élève-Ingénieur à l'École des Ponts et Chaussées, 18, rue du Vieux-Colombier.

Poincaré (Lucien), Agrégé, Préparateur de Physique à la Faculté des Sciences, 4, carrefour de l'Odéon.

Wunschendorff, Ingénieur des Télégraphes, 92, rue de Rennes.

Arnoux (René), Ingénieur civil, 30, boulevard Victor-Hugo, à Neuilly-sur-Seine.

Curie (Pierre), Préparateur de Physique à l'École de Physique et de Chimie industrielles de la Ville de Paris, 5, avenue de Sceaux, à Fontenay-aux-Roses.

Chancel (Félix), Ingénieur des Arts et Manufactures, 96, boulevard St-Germain.

Colardeau (Emmanuel), Professeur au Collège Rollin, 25, rue Saint-Vincent-de-Paul.

Renault, Licencié ès Sciences physiques, 13, rue Méchain.

Broca (André), Ancien élève de l'École Polytechnique, Préparateur de Physique à la Faculté de Médecine, 211, boulevard Saint-Germain.

Dumoulin-Froment, Constructeur d'instruments de précision, 85, rue Notre-Dame-des-Champs.

Menier (Henri), 8, rue de Vigny.

Verrier (Gabriel), Ingénieur électricien, ancien élève diplômé de l'École Centrale et de l'École supérieure de Télégraphie, 13, boulevard Saint-Germain.

Contal, Préparateur de Physique au Collège Rollin, 12, avenue Trudaine.

Cailho, Ingénieur des Télégraphes, à Montpellier.

Favé, Ingénieur hydrographe, 11, passage de la Visitation.

Strauss, Capitaine du Génie, attaché au Dépôt des fortifications, 8, rue Saint-Dominique.

LISTE DES MEMBRES DE LA SOCIÉTÉ.

MM.

ABBADIE (d'), Membre de l'Institut, 120, rue du Bac.

ABDANK-ABAKANOWICZ, Ingénieur, 92, quai du Parc, à Saint-Maur.

ABOILARD (Louis), Constructeur de lampes à incandescence, 76, avenue de Villiers.

ABRIA, Correspondant de l'Institut, Professeur à la Faculté des Sciences, 15, quai Bacalan, à Bordeaux.

ALBERT (Fernand), Professeur au Collège de Châteaudun.

ALEXANDRE (Henri), Ingén. des Arts et Manufactures, 184, rue de Belleville.

ALEXÉEFF, Vice-Président de la Section d'Électricité de la Société impériale polytechnique de Russie, à Saint-Pétersbourg (Russie).

ALLUARD, Correspondant de l'Institut, Professeur honoraire à la Faculté des Sciences, 22 *bis*, place de Jaude, Clermont-Ferrand.

ALVERGNIAT, Constr. d'instruments de Physique, 10, rue de la Sorbonne.

AMAGAT, Professeur à la Faculté Catholique des Sciences, 25, rue du Plat, à Lyon.

ANDRÉ (Ch.), Professeur à la Faculté des Sciences de Lyon.

ANGOT, Météorologiste titulaire au Bureau central météorologique, 12, avenue de l'Alma.

ANTHONISSEN (Joseph), 21, rue Hauteville.

ARCHAMBAULT (J.), Professeur en retraite, 9, boulevard du Temple.

ARMAGNAT, Ingénieur, 20, rue Delambre.

ARNOUX (René), Ingénieur civil, 30, boulevard Victor Hugo, à Neuilly-sur-Seine.

ARNOYE, Professeur au Lycée de Montauban.

ARRAGON, Professeur au Lycée de la Guadeloupe.

ARSONVAL (d'), Directeur du Laboratoire de Physique biologique au Collège de France, 28, avenue de l'Observatoire.

ARTH, Chargé d'un Cours de Chimie industrielle à la Faculté des Sciences de Nancy.

ARTHAUD, Chef des travaux histologiques au Laboratoire de Physiologie générale du Muséum, 8 *bis*, rue Claude-Bernard.

AUBERT, Professeur au Lycée Condorcet, 3, rue des Batignolles.

AUDIBERT, Professeur au Collège de Béziers.

AUGUEZ (Émile), Sous-Directeur des contributions indirectes, à Saint-Quentin.

AYLMER (John), Ingénieur, 4, rue de Naples.

AYMONNET, Professeur de Physique, 38, boulevard d'Italie.

BABLON, 42, rue Boulard.

BAGNERIS (Eugène), Professeur agrégé de Physique de la Faculté de Médecine, 25, rue Baron Louis, à Nancy.

BAILLAUD, Directeur de l'Observatoire de Toulouse.

MM.

BAILLE, Répétiteur à l'École Polytechnique, 26, rue Oberkampf.

BAILLY, Professeur au Lycée de Pau.

BANDSEPT, Ingénieur, 58, chaussée de Wavre, à Bruxelles (Belgique).

BANET-RIVET, Professeur au Lycée de Marseille, 93, cours Lieutaud.

BARBIER (Paul), Ingénieur, 39, rue de l'Arcade.

BARDEL, Libraire, à Évreux.

BARDY, Directeur du laboratoire central de l'Administration des Contributions indirectes, 26, rue du Général-Foy.

BARON, Directeur au Ministère des Postes et Télégraphes, 64, rue Madame.

BARRAUD (Ph.), Docteur en Médecine, 50, rue Saint-Placide.

BASSOT, Lieutenant-Colonel du Génie, Chef de la Section de Géodésie au service géographique de l'armée, 140, rue de Grenelle.

BATCHELOR (Charles), Administrateur de la Compagnie continentale Edison.

BAUDOT, Inspecteur-Ingénieur des lignes télégraphiques, 53, rue de Rennes.

BEAU (Henri), ancien Élève de l'École Polytechnique, 226, rue Saint-Denis.

BEAULARD, Professeur au Lycée, 12, avenue Victor Hugo, à Aix.

BÉCORDEL (H. de), Receveur principal à Saint-Amand (Cher).

BECQUEREL (Ed.), Membre de l'Institut, au Muséum, 57, rue Cuvier.

BECQUEREL (Henri), Membre de l'Institut, Répétiteur à l'École Polytechnique, 57, rue Cuvier.

BÉDOREZ, Directeur des Études à l'École Monge, 145, boulevard Malesherbes.

BEDOS (Ph.), Professeur au Lycée, 31, rue de la République, à Carcassonne.

BEGHIN (Auguste), Professeur à l'École nationale des Arts industriels, 18, rue Latine, à Roubaix.

BELL (Alexander Graham), 95, Scott Circle, Washington D. C. (U. S. A).

BELLATI (Manfredo), Professeur de Physique technique à l'École des Ingénieurs, à l'Université de Padoue (Italie).

BELLOT (Jules), 28, rue Saint-Lazare.

BENAVENTE Y MONTALVO (Antonio), Ancien professeur de Physique au Collège de Rioseco, Directeur du Collège de Villada, Province de Palentia (Espagne).

BENAVIDES (Francisco da Fonseca), Professeur à l'Institut industriel de Lisbonne (Portugal).

BENOIT (René), Docteur ès sciences, adjoint au Bureau international des Poids et Mesures, au pavillon de Breteuil, Sèvres.

BERGER (Georges), Directeur général de l'exploitation de l'Exposition universelle de 1889, 8, rue Legendre.

BERGERON, Ingénieur des Arts et Manufactures, Préparateur de Géologie à la Faculté des Sciences, 157, boulevard Haussmann.

BERGET (Alphonse), Docteur ès sciences physiques, 14, avenue des Gobelins.

BERGON, Ancien Directeur au Ministère des Postes et des Télégraphes, 56, rue Madame.

BERGONIÉ (Dr), Agrégé, Maître de Conférences de Physique à la Faculté de Médecine, 27, rue Gouvion, à Bordeaux.

MM.

BERNARD (**Alfred**), Professeur au Lycée de Périgueux.

BERSON, Professeur à la Faculté des Sciences de Toulouse.

BERTHELOT, Sénateur, Secrétaire perpétuel de l'Académie des Sciences, 3, rue Mazarine.

BERTIN-SANS, Chef des Travaux pratiques de Physique à la Faculté de Médecine de Montpellier.

BERTRAND (J.), Membre de l'Académie française, Secrétaire perpétuel de l'Académie des Sciences, 4, rue de Tournon.

BERTRAND (A.-L.), Capitaine du Génie, attaché à la Section technique du Génie au Ministère de la Guerre, 10, rue Saint-Dominique.

BESANÇON (M.-J.), Professeur à l'École Turgot, 15, quai de Valmy.

BESOMBES (**Noël**), Inspecteur des postes et télégraphes, 2, place Saint-Michel, à Marseille.

BESSON (**Léon**), Ancien Officier de Marine, 4, rue des Martyrs.

BEZODIS, Professeur au Lycée Henri IV, 61, rue Claude-Bernard.

BIBLIOTHÈQUE DES FACULTÉS, à Caen.

BIBLIOTHÈQUE ROYALE DE BERLIN.

BICHAT, Professeur à la Faculté des Sciences de Nancy, 1 *bis*, rue des Jardiniers.

BIDAUX (**Maurice**), Pharmacien de 1re classe, à Chaville.

BIENAYMÉ, Ingénieur en chef de la marine, à Toulon.

BISCHOFFSHEIM (**Raphaël-Louis**), 3, rue Taitbout.

BLONAY (**Roger de**), 23, rue Larochefoucauld.

BLONDIN, Licencié ès sciences, 85, boulevard de Port-Royal.

BLONDLOT (R.), Professeur adjoint à la Faculté des Sciences, 8, quai Claude-le-Lorrain, à Nancy.

BOBILEFF, Professeur de Mécanique à l'Université de Saint-Pétersbourg (Russie).

BOITEL, Professeur au Lycée Lakanal, 3, rue Soufflot.

BONAVITA, Professeur au Lycée de Bastia.

BONIOL, Professeur de Mathématiques, 123, rue de la Pompe.

BONTEMS (**Emile**), Capitaine au 143e régiment d'Infanterie à Albi.

BONVALOT, Ingénieur, 1, place Saint-Jean, à Dijon.

BORDET (**Lucien**), ancien Élève de l'École Polytechnique, Inspecteur des Finances, 181, boulevard Saint-Germain.

BOREL, Docteur en Médecine, à Puy-Saint-Martin (Drôme).

BORGMANN, Privat-docent à l'Université de Saint-Pétersbourg (Russie).

BOUANT, Professeur au Lycée Charlemagne, 20, rue Monsieur-le-Prince.

BOUASSE (**Henri**), Agrégé-Préparateur de Physique au Collège de France, 119, boulevard Saint-Michel.

BOUCHARD, Sous-Ingénieur des Télégraphes, 19, quai d'Orléans, à Rennes.

BOUCHER, Préfet des Études au Collège Chaptal, 45, boulevard des Batignolles.

BOUDET DE PÂRIS (le Dr M.), ancien Interne des hôpitaux, 4, rue de l'Isly.

MM.

BOUDRÉAUX, Conservateur des collections de Physique à l'École Polytechnique, 5, rue Descartes.

BOULANGER, Capitaine du Génie, Attaché au Dépôt des fortifications, 10, rue Saint-Dominique.

BOULARD, Ingénieur, 13, rue Vavin.

BOURBOUZE, Chef des travaux de Physique à l'École supérieure de Pharmacie, 340, rue Saint-Jacques.

BOURGEOIS, Répétiteur à l'École Polytechnique, 23, quai de la Tournelle.

BOURRUT-DUVIVIER, Professeur à l'École Navale, 89, rue de Siam, à Brest.

BOUSQUET, Directeur de l'École normale de Nice.

BOUTAN, Inspecteur général de l'Instruction publique, 172, boul. Voltaire.

BOUTET DE MONVEL, Professeur en retraite, 5, rue des Pyramides.

BOUTY, Professeur à la Faculté des Sciences, 9, rue du Val-de-Grâce.

BOVY (**Hugues**), Ingénieur-Électricien à Bellegarde.

BRACHET, Ingénieur, 2, rue d'Égypte, à Lyon.

BRANLY, Professeur à l'Ecole libre des hautes études scientifiques et littéraires, 42, avenue de Breteuil.

BRANVILLE (**de**), Ingénieur civil, constructeur d'appareils électriques, 25, rue de la Montagne-Sainte-Geneviève.

BREWER (**William J.**), Constructeur d'instruments pour les sciences, 43, rue Saint-André-des-Arts.

BRIEU (**Georges**), Professeur à l'École Normale, 12, rue des Forgerons, à Périgueux.

BRILLOUIN (**Marcel**), Maître de Conférences à l'École Normale supérieure, 11 *bis*, rue de la Planche.

BRISAC, Ingénieur de l'éclairage à la Compagnie Parisienne du gaz, 7 *bis*, rue de l'Aqueduc.

BRISSE, Répétiteur à l'École Polytechnique, 55, rue de Bécon, à Courbevoie.

BROCA (**André**), ancien élève de l'École Polytechnique, Préparateur de Physique à la Faculté de Médecine, 211, boulevard Saint-Germain.

BROWNE (**H.-V.**), Représentant de la compagnie Direct Spanish Telegraph, à Barcelone (Espagne).

BRUNHES (**Émile**), Professeur à la Faculté des Sciences de Dijon.

BRUNNER, Constructeur d'instruments de précision, 159, rue de Vaugirard.

BUCHIN, 11, rue Rolland, à Bordeaux.

BUGUET (**Abel**), Professeur au Prytanée Militaire, 75 *bis*, rue de l'Hôtel-de-Ville, à La Flèche.

BUISSON (**Maxime**), Chimiste, rue Saint-Thomas, à Évreux.

CADIAT, Ingénieur, 83, rue des Saints-Pères.

CADOT, Professeur au Lycée de Quimper.

CAEL, Directeur-Ingénieur des Télégraphes, 31, rue Saint-Guillaume.

CAILHO. Ingénieur des Télégraphes, à Montpellier.

MM.

CAILLETET, Membre de l'Institut, à Châtillon-sur-Seine, et 75, boulevard Saint-Michel.

CAILLOL DE PONCY, Professeur à l'École de Médecine, 8, rue Clapier, à Marseille.

CALMETTES, Professeur au prytanée militaire de la Flèche.

CANCE, Ingénieur électricien, 9, rue de Rocroy.

CARPENTIER, ancien Élève de l'École Polytechnique, constructeur d'instruments de physique, 34, rue du Luxembourg.

CARVALLO, Professeur au Lycée Saint-Louis, 19, villa Saïd.

CASALONGA, Ingénieur civil, 15, rue des Halles.

CASPARI, Ingénieur hydrographe de la Marine, 30, rue Gay-Lussac.

CAVAILLÉ-COLL, Facteur d'orgues, 15, avenue du Maine.

CAVIALE, Professeur de Physique à l'École Normale de Versailles, boulevard de Lesseps, à Versailles.

CAVAILHÉS, Préparateur de Physique au Lycée de Nice.

CAZES, Maître répétiteur au Lycée Saint-Louis.

CHABERT (**Léon**), Ingénieur électricien, 2, rue de Lisbonne.

CHABRERIE, Principal du Collège de Treignac (Corrèze).

CHABRY (**Dr L.**), Docteur ès Sciences, Maître de Conférences à la Faculté des Sciences de Lyon.

CHAMAND (**Joseph**), capitaine adjudant-major au 32e rég. d'infanterie, 78, rue Colbert, à Tours.

CHAMANTOFF (**Nicolas**), Préparateur au cabinet de Physique de l'Université de Saint-Pétersbourg (Russie).

CHAMBERT (**Paul**), rue de la Manufacture, à Châteauroux.

CHANCEL (**Félix**), Ingénieur des Arts et Manufactures, 96, boulevard Saint-Germain.

CHAPERON (**Georges**), Ingénieur civil des Mines, Répétiteur à l'Ecole Polytechnique, 37, rue Monge.

CHAPPUIS, Professeur à l'École centrale, 7, rue de La Planche.

CHAPPUIS (**Pierre**), attaché au Bureau International des Poids et Mesures, au Pavillon de Breteuil, à Sèvres.

CHAPUY (**Paul**), Ingénieur des Mines, à Valence.

CHARDONNET (**le comte de**), ancien Élève de l'École Polytechnique, 20, place de l'État-Major, à Besançon.

CHASSAGNY, Agrégé-préparateur à l'École Normale supérieure, 45, rue d'Ulm.

CHAUSSEGROS, Ingénieur, chef de traction au chemin de fer, 3, place Jussieu.

CHAUTARD, Doyen de la Faculté libre des Sciences de Lille.

CHAUVEAU, ancien élève de l'Ecole Normale Supérieure, Météorologiste adjoint au Bureau Central, 54, rue de Verneuil.

CHAUVIN, Maître de conférences à la Faculté des Sciences de Toulouse.

CHAVES (**Antonio Ribeiro**), 116, rua do Ouvidor, à Rio de Janeiro (Brésil).

CHERVET, Professeur au Lycée Saint-Louis, 18, rue Nicole.

CHIBOUT, Ingénieur, Constructeur d'appareils de chauffage, 36, rue Notre-Dame-des-Champs.

MM.

CHISTONI (**C.**), Professeur à l'Université de Modène (Italie).

CHRÉTIEN, Chef de fabrication à la manufacture de caoutchouc de Chamalière (Puy-de-Dôme).

CIVIALE (**A.**), 2, rue de la Tour-des-Dames.

CLAVEAU, Professeur au Lycée de Vesoul.

CLAVERIE, Censeur du Lycée Lakanal, à Sceaux.

COLARDEAU (**P.**), Professeur au Lycée de Lille.

COLARDEAU (**Emmanuel**), Professeur au Collège Rollin, 25, rue Saint-Vincent-de-Paul.

COLLEY (**Robert**), Professeur de Physique à l'Académie agronomique de Petrowskoyé, près Moscou (Russie).

COLNET D'HUART (**de**), Membre de l'Académie Royale de Belgique, ancien Directeur des finances du Grand-Duché de Luxembourg, à Luxembourg.

COLNET D'HUART (**François de**), Docteur ès Sciences, Professeur à l'Athénée de Luxembourg (Grand-Duché de Luxembourg).

COLSON (**R.**), Capitaine du Génie, 66, rue de la Pompe.

COMBES (**A.**), Docteur ès sciences, Ancien élève de l'École Polytechnique, 13, rue Le Verrier.

COMBET (**C.**), Professeur au Collège de Nantua.

COMBETTE, Inspecteur de l'Académie de Paris, 63, rue Claude-Bernard.

COMPAGNIE DES CHEMINS DE FER DU MIDI, 54, boulevard Haussmann.

COMPAGNIE DES SALINS DU MIDI, 84, rue de la Victoire.

CONTAL, Préparateur de Physique au Collège Rollin, 12, avenue Trudaine.

CORNU, Membre de l'Institut, 9, rue de Grenelle.

CORVISY (**A.**), Professeur au Lycée, 113, rue de Dunkerque, à Saint-Omer.

COUETTE (**Maurice**), 6, rue Mézières.

COULIER, Membre du Comité de Santé des armées, 26, rue Gay-Lussac.

COUPIER, à Saint-Denis-Hors, par Amboise.

COURQUIN (**l'abbé**), Professeur à l'Institution libre du Sacré-Cœur à Tourcoing.

COURTOY, Professeur à l'École vétérinaire, 47, rue Bara, à Bruxelles.

COUSTÉ, ancien Directeur de la Manufacture des Tabacs, 9, boulevard de l'Odet, à Quimper, et 5, Place Saint-François-Xavier.

CROIX (**Victor**), Professeur au Collège, 36 *bis*, rue de Valenciennes, à Saint-Amand-les-Eaux (Nord).

CROVA, Correspondant de l'Institut, Professeur à la Faculté des Sciences, 14, rue du Carré-du-Roi, Montpellier.

CUÉNOD, Ingénieur électricien, 10, boulevard Voltaire, à Genève.

CULMANN, Docteur ès sciences, attaché à la maison Bréguet, 39, quai de l'Horloge.

CURIE (**Pierre**), Préparateur à l'École de Physique et de Chimie industrielles de la Ville de Paris, 5, avenue de Sceaux, à Fontenay-aux-Roses.

CUSCO (le D^{r}), chirurgien à l'Hôtel-Dieu, 97, rue des Petits-Champs.

MM.

DAGUENET, Professeur au Lycée, 8, rue Montbauron, à Versailles.

DALMAU, Ingénieur, 9, Rambla del Centro, à Barcelone (Espagne).

DALY, Docteur en médecine, à Angoulême.

DAMBIER, Professeur au Collège Stanislas, 150, rue de Rennes.

DAMIEN, Professeur à la Faculté des Sciences, à Lille, 49, rue Brûle-Maison.

DANIEL, ancien Professeur à l'École Centrale, à Saint-Mâlo-de-Lalande (Manche).

DAVID (**André**), rue Buisson, à Saint-Étienne.

DEDET, Professeur au Lycée d'Albi.

DEFFORGES (le Commandant **G**.), détaché à l'État-Major général du Ministère de la Guerre, 41, boulevard de Latour-Maubourg.

DELATTRE (**André**), Ingénieur des Arts et Manufactures, 20, rue Saint-Georges.

DELAURIER, Ingénieur, 77, rue Daguerre.

DELEUIL, Constructeur d'instruments de Physique, 42, rue des Fourneaux.

DELEVEAU, Professeur au Lycée, 39, rue de Lodi, à Marseille.

DEMERLIAC, Professeur au Lycée d'Évreux.

DEMICHEL, Constructeur d'instruments pour les Sciences, 24, rue Pavée-au-Marais.

DEPREZ (**Marcel**), Membre de l'Institut, 30, rue des Binelles, à Sèvres.

DESEILLIGNY (l'abbé), à l'Archevêché de Rouen.

DESEILLIGNY (**Jules**).

DESLANDES, ancien Officier de marine, 20, rue Larochefoucauld.

DESLANDRES, ancien Élève de l'École Polytechnique, 43, rue de Rennes.

DESPRATS, Principal du Collège de Villefranche-sur-Saône (Rhône).

DESROZIERS, Ingénieur civil des Mines, 74, rue Condorcet.

DEVAUX, Professeur au Lycée de Grenoble.

D'HENRY (**Louis**), 6, boulevard de Port-Royal.

DIDIER (**P**.), Professeur au Lycée Louis-le-Grand, 8, rue Gay-Lussac.

DIETRICH (**Ch**.), Dessinateur et graveur, 3, rue Hautefeuille.

DIERMAN (**William**), Ingénieur électricien, Ingénieur civil, 54, place Saint-Charles.

DINI, Ingénieur de la Maison Dumoulin-Froment, 49, rue Saint-Placide.

DOLLFUS (**Eugène**), Chimiste, fabricant d'indiennes, 32, rue d'Altkirch, à Mulhouse (Alsace).

DOUCEUR, Directeur des postes et télégraphes, retraité, 42, rue Jouffroy.

DOULIOT, Principal du Collège d'Épinal.

DRINCOURT, Professeur au Collège Rollin, 4, rue Lallier.

DROUIN (**Félix**), à Maupertuis, par Saints.

DUBOIS, Professeur au Lycée, 31, rue Cosette, à Amiens.

DUBOSCQ (**Albert**), Constructeur d'instruments de Physique, 55, rue Saint-Jacques.

DUBOSCQ (**Théodore**), Constructeur d'instruments de Physique, 55, rue Saint-Jacques.

MM.

DUCHEMIN, Ingénieur, 37, boulevard de la Tour-Maubourg.

DUCLAUX, Professeur à l'Institut agronomique, 15, rue Malebranche.

DUCLOS, Ancien Directeur d'École normale, à Cerisols, par Sainte-Croix-de-Volvestre (Ariège).

DUCOMET, Ingénieur, 20, rue des Petits-Hôtels.

DUCRETET, Constructeur d'instruments de Physique, 75, rue Claude-Bernard.

DUFET, Maître de Conférences à l'École Normale supérieure, Professeur au Lycée Saint-Louis, 130, boulevard Montparnasse.

DUFOUR (Henri), Professeur de Physique à la Faculté des Sciences de l'Académie, 22, rue Maupas, à Lausanne (Suisse).

DUHEM, Maître de Conférences à la Faculté des Sciences, 12, rue Mazurel, à Lille.

DUJARDIN, 89, boulevard Montparnasse.

DUMOULIN-FROMENT, Constructeur d'instruments de précision, 85, rue Notre-Dame-des-Champs.

DUPRÉ, Inspecteur de l'Académie de Paris, 60, rue des Tournelles.

DUPUY, Ingénieur, 425, avenue Louise, à Bruxelles (Belgique).

DUSSY, Professeur au Lycée, 14, rue Berbisey, à Dijon.

DUTER, Professeur au Lycée Henri IV, 16, rue Bertin-Poiré.

DVORÀK (Dr V.), Professeur à l'Université d'Agram (Autriche-Hongrie).

DYBOWSKI, Professeur au Lycée Charlemagne, 16, rue Rottembourg.

EBEL, Ingénieur des Arts et Manufactures, Directeur de la Cie Edison, 14, rue du Treuil, à Saint-Etienne.

EDELBERG, Ingénieur opticien, à Kharkoff (Russie).

EGOROFF (Nicolas), Professeur de Physique à l'Académie de Médecine de Saint-Pétersbourg (Russie).

EICHTHAL (baron d'), 42, rue Neuve-des-Mathurins.

EIFFEL (Gustave), Ingénieur constructeur de ponts et charpentes métalliques, 37, rue Pasquier.

ÉLIE (B.), Professeur au Collège, 90, rue de la Pointe, à Abbeville.

ESTRADA (Francisco), Recteur de l'Institut de San-Luis de Potosi (Mexique).

ÉTARD (Alexandre), Préparateur de Physique à l'École de Physique et de Chimie, 42, rue Lhomond.

FAURE (Camille A.), Ingénieur, 117, Waverley Place, New York (U. S. A.).

FAVÉ, Ingénieur hydrographe, 11, passage de la Visitation.

FAVARGER, Ingénieur électricien, à Neuchâtel (Suisse).

FAYE, Membre de l'Institut, 95, avenue des Champs-Élysées.

FERNET, Inspecteur général de l'Instruction publique, 9, rue de Médicis.

FERRAY (Édouard), Pharmacien, rue du Grand-Carrefour, à Evreux.

FIZEAU, Membre de l'Institut, 3, rue de l'Estrapade.

FLAMARY, Directeur de l'École annexée à l'École Normale de Mâcon.

MM.

FONTAINE (Hippolyte), Ingénieur électricien, 22, rue Notre-Dame-de-Lorette.

FONTAINE, Chimiste, 20, rue Monsieur-le-Prince.

FOURNIER (le Dr **Alban**), à Rambervillers (Vosges).

FOURTEAU, Proviseur du Lycée de Saint-Etienne.

FOUSSEREAU, Professeur au Lycée Louis-le-Grand, 56, boulevard de Port-Royal.

FRICKER (le Dr), 39, rue Pigalle.

FRIDBLATT (A.), Sous-Ingénieur des télégraphes, à Alger.

FRIEDEL, Membre de l'Institut, 9, rue Michelet.

FRON, Météorologiste titulaire au Bureau central météorologique, 41, rue Madame.

GAIFFE (Georges), Constructeur d'instruments de Physique, 40, rue Saint-André-des-Arts.

GALL (Henry), Directeur de l'Usine des Produits chimiques, à Villers, par Hermès (Oise).

GARBAN, Inspecteur d'Académie, à Limoges.

GARBE, Professeur à la Faculté des Sciences de Poitiers.

GARÉ (l'Abbé), Professeur à l'École Saint-Sigisbert, à Nancy.

GARIEL (C.-M.), Membre de l'Académie de Médecine, Professeur à la Faculté de Médecine, 39, rue Jouffroy.

GARNUCHOT, Professeur au Collège, rue Saint-Barthélemy, à Melun.

GAUBERT, Horloger-Électricien, à Gruissan (Aude).

GAUTHIER-VILLARS, Imprimeur-Éditeur, ancien Élève de l'École Polytechnique, 55, quai des Grands-Augustins.

GAUTHIER-VILLARS (Albert), Imprimeur-Éditeur, ancien Élève de l'École Polytechnique, 55, quai des Grands-Augustins.

GAVARRET, Inspecteur général de l'enseignement supérieur, 73, rue de Grenelle.

GAY, Professeur au Lycée, 36, rue de la Gare, à Lille.

GAY, Professeur au Lycée Louis-le-Grand, 6, rue Mézières.

GAYON, Professeur à la Faculté des Sciences, Directeur de la Station agronomique, 56, rue de la Benauge, à La Bastide-Bordeaux.

GENDRON (Rudolph), Préparateur à l'École libre des hautes études scientifiques et littéraires, 12, rue Campagne-Première.

GÉRARD (Anatole), Ingénieur mécanicien, 39, avenue Marceau, à Courbevoie.

GÉRARD (Éric), Professeur à l'Institut électrotechnique de Montefiore, à Liège.

GERBOZ (P.-C.), Constructeur d'instruments de précision.

GERNEZ, Maître de conférences à l'École Normale supérieure, 18, rue Saint-Sulpice.

GHESQUIER (l'Abbé), Professeur au Collège, 76, rue du Collège, à Roubaix.

GILLET DE GRANDMONT (Dr), Secrétaire général de la Société de médecine pratique, 1, rue Halévy.

MM.

GIRARDET, Professeur au Lycée Saint-Louis, Membre du Conseil supérieur de l'Instruction publique, 90, rue Claude-Bernard.

GIRAUD, Ingénieur mécanicien, 18, rue de Paris, à Clichy.

GIRAULT, Professeur au Collège Chaptal, 8, rue Claude-Pouillet.

GIROUX, Ingénieur opticien, successeur de M. Roulot, 58, quai des Orfèvres.

GODARD (Léon), Docteur ès Sciences, 82, boulevard Saint-Germain.

GODEFROY (l'Abbé **L.**), Professeur de Chimie, 175, rue de Vaugirard.

GODFRIN, Professeur au Lycée de Valenciennes.

GODRON (**H.**), Élève Ingénieur des Ponts et Chaussées, 18, rue du Vieux-Colombier.

GODY (**G.**), Architecte du département des travaux publics, 15, rue du Viaduc, Bruxelles (Belgique).

GOLAZ, Constr. d'instruments de Physique, 282, rue Saint-Jacques.

GOLDHAMMER (**Demetrius**), Privat-docent de Physique à l'Université de Kasan (Russie).

GOLOUBITZKY (**Paul**), Collaborateur de la Société des Amis des Sciences de Moscou, à Kalouga Faroussa (Russie).

GOMEZ (**Francisco Lopez**), Professeur à l'Institut de Valladolid (Espagne).

GOSSART (**Fernand**), Docteur en droit, 15, rue Tronchet.

GOSSART, Professeur au Lycée, 23, rue Bonnières, à Caen.

GOSSIN, Proviseur au Lycée de Lille.

GOTENDORF (**Silvanus**), 39, rue de Clichy.

GOULIER, Colonel du Génie, 6, rue d'Estrées.

GOURÉ DE VILLEMONTÉE, Professeur au Lycée Charlemagne, 31, rue de Poissy.

GOUTY, Ingénieur, à Genève (Suisse).

GOUY, Professeur à la Faculté des Sciences, 2, place Raspail, à Lyon.

GOVI, Sénateur, Professeur à l'Université de Naples, 5, via Nuova Pizzofalcone (Italie).

GRAJON (**A.**), Docteur en Médecine à Vierzon.

GRAMMACINI (**J.**), Receveur-Chef du Poste central des télégraphes, 54, rue de Clichy.

GRAVIER (**Alfons**), Ingénieur, 7, rue Faraday.

GRAY (**Matthew**), Directeur de l'India-Rubber, Gutta-percha and Telegraph Works C°, 106, Cannon street, Londres.

GRAY (**Robert Kaye**), Ingénieur électricien de l'India-Rubber, Gutta-percha and Telegraph Works C°, Silwertown, Essex, à Londres.

GRÉHANT (D^r), Directeur-adjoint du Laboratoire de Physiologie générale, au Muséum, 17, rue Berthollet.

GRELLEY, Directeur de l'École Supérieure du Commerce, 102, rue Amelot.

GREZEL (**Louis**), Professeur de Physique à Nantua.

GRIPON, Professeur à la Faculté des Sciences, 5, faubourg de Paris, à Rennes.

GRIVEAUX, Professeur au Lycée, 16, rue Montbrillant, à Mont-Plaisir (Lyon).

MM.

GROGNOT (**L.**), Chimiste, Essayeur du Commerce, rue du Bourg, à Chantenay-sur-Loire (Maison Chopin) (Loire-Inférieure).

GROOT (le P. **L.-Th. de**), 11, rue des Récollets, à Louvain (Belgique).

GROSSETESTE (**William**), Ingénieur civil, 11, rue des Tanneurs, à Mulhouse.

GUEBHARD, Agrégé de Physique de la Faculté de Médecine, 6, rue Le Goff.

GUELPA, Principal du Collège de Blidah (Algérie).

GUERBY, Professeur au Collège, à Grasse (Alpes-Maritimes).

GUÉRIN (**Émile**), Fabricant d'appareils électriques, 5, rue Montmorency.

GUILLAUME, Docteur ès sciences, attaché au Bureau international des Poids et Mesures, au Pavillon de Breteuil, à Sèvres.

GUILLEBON (**de**), Contrôleur de l'exploitation au chemin de fer d'Orléans, 5, rue du Bourg-Neuf, Orléans.

GUNTZ, Professeur à la Faculté des Sciences de Nancy.

HAGENBACH, Professeur à l'Université de Bâle (Suisse).

HALLER, Professeur de Chimie générale à la Faculté des Sciences de Nancy.

HANRIOT, Professeur honoraire de Physique de la Faculté des Sciences de Lille, à Joppécourt, par Mercy-le-Bas (Meurthe-et-Moselle).

HARDY (Dr E.), Chef des travaux chimiques de l'Académie de Médecine, 90, rue de Rennes.

HAUDIÉ (**Edgard**), Agrégé-Préparateur de Physique à la Faculté des Sciences, 30, avenue de l'Observatoire.

HENOCQUE (le Dr), Directeur-adjoint au Laboratoire de Médecine de l'École des Hautes Études au Collège de France, 87, avenue de Villiers.

HEPITÈS (**Stefan**), Directeur de l'Institut météorologique de Roumanie, à Bucarest.

HESEHUS (**N.**), Professeur à l'Université de Tomsk (Russie).

HILLAIRET (**André**), Ingénieur des Arts et Manufactures, 9, rue Roquépine.

HOSPITALIER, Ingénieur des arts et manufactures, 151 *bis*, rue de Rennes.

HOSTEIN, Professeur au Lycée, 37, rue Isabey, Nancy.

HUDELOT, Répétiteur à l'École Centrale, 6, rue Saint-Louis en l'Ile.

HUGO (le Comte **Léopold**), 14, rue des Saints-Pères.

HUGON, Ingénieur, 77, rue de Rennes.

HUGUENY, Prof. honoraire de Faculté, 19, rue des Frères, à Strasbourg.

HURION, Professeur à la Faculté des Sciences, 65, rue Blattin, Clermont-Ferrand.

HUSSON (**Léon**), Contrôleur du Câble télégraphique à Haïphong (Tonkin).

IMBERT (**Armand**), Professeur agrégé de Physique à la Faculté de Médecine de Montpellier.

INFREVILLE (**G. d'**), Électricien de la Western Union Telegraph C°, 408 West, 43rd street, à New-York (États-Unis).

MM.

ISAMBERT, Professeur à la Faculté des Sciences, boulevard de la Préfecture, à Poitiers.

IVANOFF (**Basile**), Licencié ès sciences (maison Ivanoff), à Simpheropol (Russie).

JABLOCHKOFF, Ingénieur, 3, rue Théry, à Passy.

JANNETTAZ (**Ed.**), Maître de conférences à la Faculté des Sciences, 9, rue Linné.

JANET (**Paul**), Maître de Conférences à la Faculté des Sciences, 17, rue Lesdiguières, à Grenoble.

JANNIN, Professeur de Physique en retraite, 10, rue du Jardin national, à Albi.

JANSSEN, Membre de l'Institut, Directeur de l'Observatoire d'Astronomie physique, à Meudon.

JARRE, 2, rue des Pyramides.

JAUMANN (**G.**), Assistant au Laboratoire de Physique de l'Université de Prague (Autriche).

JAVAL, Député, Directeur du Laboratoire d'Ophtalmologie de la Sorbonne, 58, rue de Grenelle.

JÉNOT, Professeur au Collège Rollin, 12, rue Constance.

JEUNET, Professeur au Lycée d'Angoulême.

JOLY, Maître de Conférences à la Faculté des Sciences, 57, rue Claude-Bernard.

JOLY (**Léon**), Inspecteur du Crédit Foncier, Ferme de Pargny, près Château-Porcien (Ardennes).

JOLY (Commandant), 19, rue Boislevent.

JOUBERT, Inspecteur de l'Académie de Paris, 67, rue Violet.

JOUBIN, Maître de Conférences à la Faculté des Sciences de Montpellier.

JOUET, 6, rue de Clichy.

JOUKOWSKI (**Nicolas**), Professeur de Mécanique à l'Université et à l'École des Hautes Études de Moscou (Russie).

JOULE (**J.-P.**), F. R. S., 13, Wardle Road, Sale, Manchester (Angleterre).

JOYEUX (**Eugène**), 5, route de Versailles, à Chaville.

JUNGFLEISCH, Professeur à l'École supérieure de Pharmacie, 38, rue des Écoles.

JUSSIEU (**F. de**), Imprimeur, Directeur du journal *l'Autunois*, 4, Grand'Rue, à Autun.

KAREIS, (**Josef**), 7, Niebelungengasse, à Vienne (Autriche).

KERANGUÉ (**Yves de**), Capitaine adjudant-major au 23e bataillon de chasseurs à pied, à Limoges.

KŒCHLIN (**Horace**), Chimiste, fabricant d'indiennes, à Lœrrach (Baden).

KŒNIG, Constructeur d'instruments d'Acoustique, 27, quai d'Anjou.

KOTCHOUBEY, Président de la Société Impériale Polytechnique, à Saint-Pétersbourg (Russie).

KOWALSKI, Prof. à l'École supérieure du Commerce et de l'Industrie, 1, rue de Grassi, à Bordeaux.

MM.

KREICHGAUER, Docteur ès Sciences, Aide au Bureau International des Poids et Mesures, au pavillon de Breteuil, à Sèvres.

KRETZ, Ingénieur des Manufactures de l'État, 66, rue de Rennes.

KROUCHKOLL, Licencié ès Sciences, 17, faubourg Saint-Jacques.

LACOINE (**Émile**), Ingénieur-Électricien, à Constantinople (Turquie).

LAFFARGUE (**Joseph**), Licencié ès Sciences physiques, 54, rue de l'Arbre-Sec.

LAFOREST (Comte **de**), Général de brigade, à Albi.

LALANCE (l'Abbé), Curé de Xivry-le-Franc (Meurthe-et-Moselle).

LALANDE, Libraire, à Brives.

LALANDE (**de**), Ingénieur civil des Mines, ancien élève de l'École Polytechnique, 87, rue de Rennes.

LAMANSKY, Professeur à l'Université, à Saint-Pétersbourg (Russie).

LAMON, Constructeur d'instruments de Physique, 4, rue Rothschild, à Genève (Suisse).

LANGLADE, Ingénieur civil, 22, rue Saint-Augustin.

LARNAUDE, Ingénieur des Arts et Manufactures, à Aulnay, par Maule (Seine-et-Oise).

LAROCHE, Ingénieur en chef des Ponts et Chaussées, 110, avenue de Wagram.

LAROCQUE, Directeur de l'École des Sciences, à Nantes.

LATCHINOW, Professeur à l'Institut du corps forestier, à Saint-Pétersbourg (Russie).

LAURENT (**Léon**), Constructeur d'instruments de Physique, 21, rue de l'Odéon.

LAVIÉVILLE, Professeur au Lycée Condorcet, 56, rue de Lisbonne.

LAURIOL (P.), Ingénieur des Ponts et Chaussées, 18, rue des Capucins, à Chartres.

LAWTON (**George Fleetwood**), Ingénieur-Directeur de l'Eastern Telegraph C°, 2, boulevard du Muy, à Marseille.

LEBLANC, ancien élève de l'École Polytechnique, 63, allée du Jardin-Anglais, au Raincy.

LEBOSSÉ (l'Abbé), Professeur de Physique au Collège Saint-Jean, 12, rue de Béthune, à Versailles.

LECAT, Professeur au Lycée Janson de Sailly, 7, rue Gustave Courbet.

LECHAT, Professeur en retraite, 27, rue Vital.

LE CHATELIER (**André**), Ingénieur des constructions navales, 25, cours Gambetta, à Lyon.

LE CHATELIER (**Henry**), Ingénieur des Mines, professeur de Chimie générale à l'École des Mines, 73, rue Notre-Dame-des-Champs.

LE CHATELIER (**Louis**), Ingénieur des Ponts et Chaussées, 95, rue de Rennes.

LE CHÂTONNIER, Chimiste en chef des Douanes, à Rouen.

LECOQ DE BOISBAUDRAN (**François**), Correspondant de l'Institut, à Cognac, et 36, rue de Prony.

MM.

LE CORDIER (Paul), Docteur ès sciences, Professeur à l'École supérieure des Sciences d'Alger, 15, rue de Tanger, Alger.

LEDEBOER, Docteur ès sciences, 72, rue des Pins, Plan de Champigny.

LE DOLLEY, Contrôleur des Télégraphes, 15, rue Terme, à Lyon-Central.

LEDUC, Professeur au Lycée Louis le Grand, 136, rue d'Assas.

LEFEBVRE, Capitaine au 95e d'infanterie, au camp d'Avor.

LEFEBVRE, Professeur au Lycée, 18, rue Montbauron, à Versailles.

LEFEBVRE (Victor), Constructeur d'instruments pour les Sciences, 70, avenue du Maine.

LELORIEUX, Professeur au Lycée Lakanal, 110, boulevard Arago.

LEMOINE (E.), ancien élève de l'École Polytechnique, 5, rue Littré.

LEMOINE (G.), Ingénieur en chef des Ponts et Chaussées, 76, rue d'Assas.

LEMONNIER (Paul), Ancien élève de l'École Polytechnique, Ingénieur constructeur, 45, rue de Saint-Pétersbourg.

LEMSTRÖM (Selim), Professeur de Physique à l'Université de Helsingfors (Finlande).

LÉON (Gustave), Ingénieur au Corps des Mines, 1, rue Madame.

LEPERCQ (Gaston), Professeur de Chimie à la Faculté libre, 25, rue du Plat, à Lyon.

LERMANTOFF, Préparateur au Cabinet de Physique de l'Université de Saint-Pétersbourg (Russie).

LE ROUX, Examinateur à l'École Polytechnique, 120, boulevard Montparnasse.

LEROY, Professeur au Lycée de Vanves, 4, rue de la Grande-Chaumière.

LEROY, Médecin-Major au 6e régiment de cuirassiers, 18, avenue de Breteuil.

LESAGE, Professeur au Lycée de Châteauroux.

LESCHI, Professeur au Collège de Corte.

LESPIAULT, Professeur à la Faculté des Sciences de Bordeaux.

LÉTANG (Paul), Préparateur à la Faculté des Sciences, 31, boulevard de Port-Royal.

LÉVY, Chef d'Institution, 20, rue Vauquelin.

LÉVY (Armand), Professeur au Lycée de Poitiers.

LIBERT (J.-C.-D.), Professeur au Collège de Morlaix.

LIPPICH (Fr.), Professeur à l'Université de Prague (Autriche).

LIPPMANN, Membre de l'Institut, Professeur à la Faculté des Sciences, 4, carrefour de l'Odéon,

LISLEFERME (de), Ingénieur en retraite, à Taillebourg (Charente-Inférieure).

LOIR, Directeur-Ingénieur des télégraphes, à Saint-Symphorien de Loy (Rhône).

LORRAIN (James-Grieves), Consalting Engineer Norfolk House, Norfolk street, London. W. C.

LOUGUININE, Capitaine de la Garde Impériale russe, 4, rue Mesnil.

LUCCHI (Dr Guglielmo de), Professeur de Physique au Lycée Royal Tito Livio, Padoue (Italie).

LUTZ, Constructeur d'instruments d'optique, 65, boulevard Saint-Germain.

MM.

LYON (Gustave), ancien élève de l'École Polytechnique, Ingénieur civil des Mines, 24 *bis*, rue Rochechouart.

MACÉ DE LÉPINAY, Professeur à la Faculté des Sciences, 105, boulevard Longchamps, à Marseille.

MACH (Dr **E.**), Professeur de Physique à l'Université de Prague (Autriche).

MADAMET, Directeur de l'École d'application du Génie maritime, 84, boulevard Saint-Michel.

MAGNE, Directeur-Ingénieur du contrôle des Postes et des Télégraphes, 34, avenue de Villiers.

MAICHE, Ingénieur électricien, 3, rue Louis-le-Grand.

MAIGRET (Dr), 44, avenue de la République, Grand-Montrouge.

MAISONOBE, Lieutenant au 6e régiment d'Artillerie, à Clermont-Ferrand.

MALLARD, Ingénieur en chef des Mines, professeur de Minéralogie à l'École des Mines, 11, rue de Médicis.

MALOSSE, Professeur à l'École de Médecine d'Alger.

MANEUVRIER, Agrégé de l'Université, Sous-Directeur du Laboratoire des recherches physiques à la Sorbonne, 54, rue Notre-Dame-des-Champs.

MAREY, Membre de l'Institut, 11, boulevard Delessert.

MARIA (Emile), Professeur à l'École Turgot, 12, rue de Longchamps.

MARTIN (Ch.), rue de Bonneval, à Chartres.

MARTIN (Joanny), Préparateur à la Faculté des Sciences, 6, rue des Capucins, à Lyon.

MARTINET, Professeur au Lycée Janson de Sailly, 5, rue de l'Amiral Courbet.

MARTINET, Professeur au Lycée de Montpellier.

MASCART, Membre de l'Institut, Professeur au Collège de France, Directeur du Bureau central météorologique, 176, rue de l'Université.

MASSE, Professeur au Lycée de Toulon.

MASSIEU, Professeur à la Faculté des Sciences de Rennes.

MASSON (G.), Libraire-Éditeur, 120, boulevard Saint-Germain.

MATHIAS (Émile), Agrégé-Préparateur à la Faculté des Sciences, 75, rue Saint-Honoré.

MAUMENÉ, Professeur à la Faculté libre des Sciences de Lyon, et 91, avenue de Villiers.

MAUPEOU D'ABLEIGES (de), Ingénieur de la Marine, Membre du Conseil des travaux, 30, rue Vital (Passy).

MAURAT, Ancien Professeur au Lycée Saint-Louis, 31, boul. de Port-Royal.

MEAUX (de), Chef de Bureau au Ministère des Postes et des Télégraphes, 44, rue Saint-Placide.

MENDELSSOHN (Maurice), Docteur en Médecine.

MÉNIER (Henri), 8, rue de Vigny.

MERCADIER, Directeur des Études à l'École Polytechnique, 21, rue Descartes.

MM.

MERGIER, Préparateur des travaux pratiques de Physique à la Médecine de Paris, 133, boulevard Saint-Michel.

MÉRITENS (de), Ingénieur, 73, rue Pigalle.

MERLE (Antoine), Directeur de la maison Brunot-Court, à Grasse.

MERLIN (Paul), Professeur au Lycée de Châlons-sur-Marne.

MERSANNE (de), Ingénieur-Électricien.

MESLIN, Professeur au Lycée de Poitiers, 16, rue Neuve-de-la-M

MESTRE, ancien élève de l'École Polytechnique, Ingénieur au ch de l'Est, 168, rue Lafayette.

MEYLAN, Ingénieur, Secrétaire de la rédaction du Journal *La L trique*, 31, boulevard des Italiens.

MEYSENHEIM (Louis-Maria), Chef de Section des Chemins de fer au Ministère des Travaux publics, 4, avenue de la Gare, à Nanterre-sur-Seine.

MILLARD, Docteur en Médecine, à Dinard, et 25, rue Royale.

MINARY, Ingénieur, 37, rue Battant, à Besançon.

MINGASSON, Professeur au Lycée de Vanves.

MINNE, Constructeur d'instruments de Physique, 75, rue de la Glacière.

MOLTENI, Ingénieur-Constructeur, 44, rue du Château-d'Eau.

MOLZ, Ingénieur, 149, rue de Rennes.

MONDOS (Robert), Ingénieur, 89, rue Nollet.

MONNORY (Henri), Professeur à l'École Normale de Cluny.

MONOYER, Professeur à la Faculté de Médecine de Lyon.

MONTAUD (B. de), Ingénieur civil, 73, rue d'Allemagne.

MONTEFIORE (Levi), Sénateur, Ingénieur, Fondateur de l'Institut électrotechnique à Liège.

MONTEIL (Silvain), Juge de Paix à Mercœur (Corrèze).

MONTHIERS (Maurice), 135, boulevard Malesherbes.

MORANA (Ignace), Électricien, 44, rue de Lausanne, à Genève.

MORELLE, Chef des travaux pratiques de Physique à la Faculté de Médecine, 11, rue Caumartin, à Lille.

MORELLE, Constructeur-Mécanicien, 39, avenue d'Orléans.

MORS, Ingénieur, fabricant d'appareils électriques, 8, avenue de l'Opéra.

MOSER (Dr James), Docent à l'Université, Schwarz Spanier St., 16, Vienne (Autriche).

MOUCHEZ (l'Amiral), Directeur de l'Observatoire de Paris.

MOUCHOT, Professeur en retraite, 39, rue de Fleury, à Fontainebleau.

MOUTIER, Examinateur de sortie à l'École Polytechnique, 13, rue Gay-Lussac.

MOUTON, Maître de conférences de Physique à la Sorbonne, 1, rue de l'Audience, à Fontenay-sous-Bois.

MUIRHEAD (Dr Alexandre) F. C. S., 5, Cowley Street, Westminster, S. W. Londres.

MUIRHEAD (John), Fabricant d'appareils électriques, 29, Regency-Street, Westminster, Londres.

MM.

NACHET (A.), Constructeur d'instruments d'optique, 17, rue Saint-Séverin.

NACHET (Camille), Constructeur d'instruments d'optique, 21, rue Caumartin.

NAMBA MASSACHI, à l'Université, Dép[t] des Sciences, à Tokio (Japon).

NAPOLI (David), Inspecteur du matériel, chef du Laboratoire des Essais au chemin de fer de l'Est, 34 *ter*, rue de Dunkerque.

NEGREANO (D.), Professeur au Lycée de Jassy (Roumanie), et 32, rue des Écoles.

NERVILLE (de), Ingénieur des Télégraphes, Directeur du Laboratoire central d'électricité, 116, boulevard Haussmann.

NEUBURGER, Professeur au Lycée, 11, avenue du Vieux-Marché, à Orléans.

NEYRENEUF, Professeur à la Faculté des Sciences de Caen.

NODON (Albert), Ingénieur civil, 23, rue de l'Ancienne-Comédie.

NODOT, Préparateur de Physique à la Faculté des Sciences de Dijon.

NOË (Charles), Constructeur d'instruments pour les Sciences, 8, rue Berthollet.

NOGUÉ (Émile), Attaché à la Maison Pellin-Duboscq, 138, rue d'Assas.

NOTHOMB (Louis), Professeur de télégraphie technique à l'École de Guerre, 91, avenue Louise, à Bruxelles.

NOUGARET (Élie), Professeur au Lycée, place Plumancy, à Périgueux.

OFFRET, Professeur au Lycée, 9, rue Martin du Nord, à Douai.

OFFRET (Albert), Maître de Conférences de Minéralogie à la Faculté des Sciences, 77, avenue de Saxe, à Lyon.

OGIER (Jules), Docteur ès sciences, Chef du laboratoire de Toxicologie, 6, rue de Beaune.

OLIVIER (Louis), Docteur ès sciences, 56, rue Gay-Lussac.

OLLIVIER (A.), Ingénieur civil, 51, boulevard Beaumarchais.

ONDE, Professeur au Lycée Henri IV, 41, rue Claude-Bernard.

ORDUÑA, Ingénieur, à Madrid (Espagne).

ORLÉANS (Comte d'), Colonel d'État-Major en retraite, 9, rue de Mailly.

OUMOFF (Nicolas), Professeur de Physique à l'Université d'Odessa (Russie).

PAILLARD-DUCLÉRÉ (Constant), Secrétaire d'Ambassade, 96, boulevard Haussmann.

PAILLOT, Chef des Travaux pratiques à la Faculté des Sciences de Lille.

PALAZ (Adrien), Docteur ès sciences, Professeur à l'Académie de Lausanne (Suisse).

PALMADE, Professeur au Lycée de Saint-Étienne.

PALMADE, Capitaine du Génie, à l'École Polytechnique, 2, rue Descartes.

PANZANI (J.-P.), Licencié ès Sciences mathématiques et physiques au Lycée Louis-le-Grand.

PARAYRE (l'abbé), Licencié ès Sciences physiques, 6, rue Raynouard.

PARENTHOU (Émile), Ingénieur, 18 *bis*, rue Denfert-Rochereau.

MM.

PARISSE, Ingénieur des Arts et Manufactures, 49, rue Fontaine-au-Roi.

PARMENTIER, 21, avenue de la Toison-d'Or, à Bruxelles (Belgique).

PASQUIER (Dr), rue Saint-Nicolas, à Evreux.

PASSOT (Dr), 34, rue Saint-Basile, à Marseille.

PAUCHON (Ernest), Professeur Adjoint à la Faculté des Sciences, 191, rue Basse, à Caen.

PAUL (Amédée), Directeur de l'Eastern Telegraph Co, à Bone (Algérie).

PAUMÈS, Docteur en Médecine, rue Pergaminien, à Toulouse.

PAVLIDÈS (Démosthènes), Étudiant en Médecine, 43, rue Guersaut, villa n° 15.

PAYN (John), Directeur de l'Eastern Telegraph Co, au Caire (Egypte).

PEDROSO (Carlos de).

PELLAT (H.), Maître de Conférences à la Faculté des Sciences, 3, avenue de l'Observatoire.

PELLERIN, Professeur de Physique à l'École de Médecine, 9, quai Richebourg, à Nantes.

PELLIN (Philibert), Ingénieur des Arts et Manufactures, successeur de M. Jules Duboscq, 21, rue de l'Odéon.

PÉRARD (L.), Professeur à l'Université, 101, rue St-Esprit, à Liège (Belgique).

PÉRIER (Paul), attaché au Bureau central Météorologique, 176, rue de l'Université.

PÉRIGNON, 105, rue du Faubourg-Saint-Honoré.

PERNET (X.), Professeur de Physique en retraite, faubourg de Paris, Maison de l'Arc, à Dôle.

PERNET (Dr J.), Karlsbad, 22, Berlin, W.

PÉROT (Alfred), Chargé d'un Cours supplémentaire de Physique, à la Faculté des Sciences, 119, Boulevard de Longchamps, à Marseille.

PERROT (Paul), Aide au Bureau international des Poids et Mesures, 191, boulevard Pereire.

PÉTROFF, Professeur à l'Institut Technologique de Saint-Pétersbourg (Russie).

PEUCHOT (E.), Dessinateur et graveur, 10, rue de Nesles.

PEUCHOT, Ingénieur opticien, 4, rue des Bernardins.

PFAUNDLER (Léopold). Professeur à l'Université d'Innsbruck (Autriche).

PHILBERT, Ancien receveur des télégraphes, 32, faubourg de Fougères, à Rennes.

PHILIPPE, Professeur au Collège Sainte-Barbe, 21, rue Paradis.

PHILIPPON (Paul), Répétiteur au Laboratoire d'Enseignement de la Sorbonne, 166, boulevard Montparnasse.

PICOU, Ingénieur des arts et manufactures, 75, avenue de la Grande-Armée.

PILLEUX, 16, rue du Prévôt, à Beauvais.

PILTSCHIKOFF (Nicolas), Professeur à l'Université de Kharkoff, 5, rue Corneille.

PINEL (Charles-Louis), 26, rue Méridienne, à Rouen.

PIONCHON, Professeur à la Faculté des Sciences de Bordeaux.

MM.

PITANGA (**Epiphanio**), Professeur à l'École Polytechnique de Rio-Janeiro, 50, rua do Marquez d'Abrantes.

PLATZER (**H.**), Professeur de Mathématiques, 10, rue de Port-Mahon.

PLOIX (**Charles**), Ingénieur hydrographe de la Marine, 1, quai Malaquais.

POINCARÉ (**A.**), Ingénieur en chef des Ponts et Chaussées, 4, carrefour de l'Odéon.

POINCARÉ (**Lucien**), Agrégé Préparateur de Physique à la Faculté des Sciences, 4, carrefour de l'Odéon.

POIRÉ, Professeur au Lycée Condorcet, 95, boulevard Malesherbes.

POLLARD (**Jules**), Ingénieur des constructions navales, 41, rue de la Rampe, à Brest.

PONSELLE (**George**), Ingénieur des Arts et Manufactures, 19, rue de Madrid.

POPP (**Victor**), Administrateur-directeur de la Compagnie des horloges pneumatiques, 16, rue Saint-Fargeau.

PÖPPER (**Josef**), Ancien élève de l'École Polytechnique de Vienne, Ingénieur constructeur de machines, VII, Westbahnstrass, 29, à Vienne (Autriche).

POTIER, Ingénieur en chef des mines, Professeur à l'École Polytechnique, 89, boulevard Saint-Michel.

POUSSIN (**Alexandre**), Ingénieur au Château de La Houblonnière, par Lisieux.

PRÉAUBERT (**E.**), Professeur au Lycée, 13, rue Proust, à Angers.

PRÉOBRAJENSKI (**Pierre**), Secrétaire de la Section de Physique à la Société Impériale des Amis des Sciences naturelles, à Moscou (Russie).

PRÉSIDENT (le) de la Société de Physique de Londres.

PRÉSIDENT (le) de la Société de Physique de Saint-Pétersbourg.

PUJALET, Préparateur au Collège Rollin, 12, avenue Trudaine.

PUPIN, Secrétaire de la Faculté de Médecine de Paris.

PUYFONTAINE (Comte **de**), 34, avenue Friedland.

RADIGUET (**fils**), Opticien constructeur, 15, boulevard des Filles-du-Calvaire.

RAFFARD, Ingénieur, 16, rue Vivienne.

RAMEAU (**l'abbé**), Professeur de Physique à l'Institution Saint-Cyr, à Nevers.

RANQUE (**Paul**), Docteur en Médecine, 13, rue Champollion.

RAU (**Louis**), Administrateur délégué de la Compagnie Continentale Edison, 7, rue Montchanin.

RAYET, Professeur à la Faculté des Sciences de Bordeaux.

RAYMOND (**Eugène**), Ingénieur de la Marine, à Lorient.

RECHNIEWSKI, Ingénieur, 11, rue Descartes.

RECOURA (**Albert**), Chargé de Cours à la Faculté des Sciences de Lyon.

REDIER, Constructeur, 8, cour des Petites-Écuries.

RÉGNARD (Dr **P.**), Sous-Directeur du Laboratoire de Physiologie de la Faculté des Sciences, 224, boulevard Saint-Germain.

REISET, Membre de l'Institut, 2, rue de Vigny.

MM.

RENARD (**Charles**), Chef de bataillon du Génie, Directeur de l'Établissement central d'Aérostation militaire, 7, avenue de Trivaux, à Chalais-Meudon.

RENAULT, Licencié ès Sciences physiques, 13, rue Méchain.

REY (**Casimir**), Professeur de Mathématiques à l'École du Génie, 25, boulevard de la Reine, à Versailles.

REYNIER (**Émile**), Ingénieur électricien, 3, rue Benouville.

RIBAIL (**Xavier**), Ingénieur de la traction au Chemin de fer de l'Ouest, 6, rue de Constantinople.

RIBAN (**Joseph**), Directeur adjoint du Laboratoire d'enseignement chimique et des Hautes Études, 85, rue d'Assas.

RIBIÈRE (**Charles**), Ingénieur des Ponts et Chaussées, attaché au Service des phares, 6, rue Bizet.

RICHARD, Ingénieur-Constructeur, 8, impasse Fessart (Belleville).

RICHET (**Th.**), Professeur agrégé à la Faculté de Médecine, 15, rue de l'Université.

RIGOUT, Préparateur de Chimie à l'École des Mines.

RIVIÈRE (**Charles**), Professeur au Lycée Saint-Louis, 17, rue Gay-Lussac.

ROBIN (**P.**), Directeur de l'orphelinat Prévost, appartenant au département de la Seine, à Cempuis (Oise).

ROBLES (**José de**), Ingénieur agronome, calle del General Castagnos, 7, à Madrid (Espagne).

RODDE (**Ferd.**), 7, rue du Delta.

RODDE (**Léon**), 107, rua do Ouvidor, à Rio-Janeiro (Brésil).

RODOCANACHI (**Emmanuel**), 8, avenue Hoche.

ROGER (**Albert**), rue Croix-de-Bussy, à Épernay.

ROGER, ancien Chef d'Institution, 161, rue Saint-Jacques.

ROGNETTA (**F.-B.**), Ingénieur, 62, via Borgonuovo, à Turin (Italie).

ROIG Y TORRES (**Raphaël**), Professeur à la Faculté des Sciences de Barcelone (Espagne).

ROMILLY (**de**), 8, rue de Madrid.

ROOSEVELT, Ingénieur, au château de Bray, par Saint-Perret (Ardèche).

ROSENSTIEHL, Chimiste, Directeur de l'usine Poirier, 114, route de Saint-Leu, à Enghien.

ROSLIN d'IVRY (**Baron**), 101, avenue des Champs-Élysées.

ROUSSEAU, Professeur à l'Université, 20, rue Vauthier, à Ixelles-Bruxelles.

ROUSSEAU (**Paul**), Fabricant de produits chimiques, 17, rue Soufflot.

ROUSSELET, Professeur au Lycée de Nîmes.

ROUSSELOT (l'abbé), 74, rue de Vaugirard.

ROUX (**Gaston**), Ingénieur Électricien, 51, rue de Dunkerque.

SAINTE-CLAIRE DEVILLE (**Émile**), Ingénieur à la Compagnie du gaz, 85, avenue de Villiers.

SAINTE-CLAIRE DEVILLE (**Henri**), Ingénieur des Manufactures de l'État, 3, place Péreire.

MM.

SAINT-LOUP, Doyen de la Faculté des Sciences de Clermont-Ferrand.

SALADIN, Ingénieur civil des Mines, 2, avenue Malakoff.

SALCHER (Dr P.), Professeur à l'Académie Impériale de Fiume (Autriche-Hongrie).

SALET, Maître de conférences à la Faculté des Sciences, 120, boulevard Saint-Germain.

SAMBOURG (**Ch.**), Inspecteur Ingénieur des Lignes télégraphiques, 6, rue de la Porte-Maillot.

SANDOZ (**Albert**), Préparateur des Travaux pratiques de Physique à la Faculté de Médecine, 40, rue d'Ulm.

SARCIA (**Jules**), Ingénieur de la Société anonyme pour le Travail électrique des Métaux, 14, rue Gérando.

SARRAN, Professeur au Lycée de Bourges.

SARRAU, Membre de l'Institut, Ingénieur en chef des Poudres et Salpêtres, professeur de Mécanique à l'École Polytechnique, 9 *bis*, avenue Daumesnil, à Saint-Mandé.

SAUTTER (**Gaston**), Ingénieur, 26, avenue de Suffren.

SAUVAGE (**Henri**), Inspecteur des Postes et des Télégraphes, à Évreux, rue de l'École Normale.

SCHAEFFER, Chimiste, à Dornach, près Mulhouse (Alsace).

SCHILLER (**Nicolas**), Professeur de Physique à l'Université de Kieff (Russie).

SCHNEIDER (**Théodore**), Professeur de Chimie à l'École Monge, 40, rue du Four.

SCHODDUIJN (l'abbé), Professeur de Sciences à l'Institution Saint-Joseph, à Gravelines.

SCHWEDOFF, Professeur à l'Université d'Odessa, Doyen de la Faculté des Sciences (Russie).

SCIAMA, Ingénieur civil des Mines, directeur de la maison Bréguet, 10, rue Sainte-Anne.

SEBERT, Colonel d'Artillerie de Marine, Directeur du laboratoire central de la Marine, 13, rue de la Cerisaie.

SÉGUIN, ancien Recteur, 1, rue Ballu.

SEIGNETTE (**Adrien**), Professeur au Lycée Condorcet, 21, rue Tronchet.

SELIGMANN-LUI, Sous-Inspecteur des Télégraphes, 103, rue de Grenelle.

SERPOLLET, Ingénieur, 27, rue des Cloys.

SERRÉ-GUINO, Examinateur à l'École de Saint-Cyr, 36, rue Saint-Placide.

SERRIN (**V.**), Ingénieur, 1, boulevard Saint-Martin.

SIMON, Pharmacien, au Perreux.

SIMOUTRE (l'abbé), Professeur de Physique au grand séminaire de Nancy.

SIRE (**G.**), Docteur ès Sciences, Essayeur de la Garantie, à Besançon-Mouillière.

SIRVENT, Professeur au Lycée Saint-Louis, 106, rue de Rennes.

SLOUGUINOFF, Professeur de Physique au cabinet de Physique de l'Université impériale de Kasan (Russie).

SOKOLOFF (**Alexis**), Professeur de Physique à l'Académie de Moscou (Russie).

MM.

SORET (Louis), Professeur à l'Université de Genève (Suisse).

SOLIGNAC, Ingénieur-Électricien, 247, rue Saint-Honoré.

SOMZÉE (Léon), Ingénieur honoraire des Mines, 117, rue Royale, à Bruxelles (Belgique)

STAPFER (Daniel), Ingénieur, boulevard de la Mayor, à Marseille.

STŒCHEGLAIEF (Wladimir), Professeur de Physique à la Haute-École technique de Moscou (Russie).

STEPANOFF, Professeur de Physique, à Cronstadt (Russie).

STOKES (G.-G.), Professeur de Mathématiques à l'Université de Cambridge, Lensfield Cottage, Cambridge.

STOLETOW (Al.), Professeur à l'Université de Moscou (Russie).

STRAUSS, Capitaine du Génie, Attaché au Dépôt des fortifications, 8, rue Saint-Dominique.

STREET (Charles), Ingénieur des Arts et Manufactures, 71, rue Treilhard.

STRUMBO, Professeur à l'Université d'Athènes (Grèce).

TACCHINI, Astronome, Directeur du Bureau météorologique d'Italie, à Rome.

TEISSERENC DE BORT (Léon), Chef du Service de Météorologie générale au Bureau central météorologique, Secrétaire général de la Société Météorologique de France, 82, avenue Marceau.

TEISSIER, Professeur au Lycée, 5, rue de Lille, à Nice.

TEPLOFF, Colonel du Génie impérial russe, rue Vladimir Kaies, 15, maison Friedrichs, à Saint-Pétersbourg (Russie).

THENARD (le baron Arnould), chimiste agriculteur, 6, place Saint-Sulpice.

THIERCELIN, Ingénieur des Arts et Manufactures, 43, rue Madame.

THIESEN, adjoint au Bureau international des Poids et Mesures, au Pavillon de Breteuil, à Sèvres.

THOMPSON (Silvanus-P.), Professeur à Finsbury Technical College, Leonard street, Londres, E. C.

THOMSON (Sir William), F. R. S., Professeur à l'Université de Glasgow (Écosse).

THOUVENEL, Professeur au Lycée de Vanves, 130, boulevard Montparnasse.

THOUVENOT (Clovis), Ingénieur-Électricien, via Venti settembre, 28, à Rome.

THYRION, Professeur au Collège, 201, rue Saint-Merry, à Fontainebleau.

TIMIRIAZEFF, Professeur à l'Université et à l'Académie agronomique de Moscou (Russie).

TISSANDIER (Gaston), Directeur du Journal « *La Nature* », 19, avenue de l'Opéra.

TONARELLI, Censeur du Lycée de Valenciennes.

TOUANNE (de la), Ingénieur des télégraphes, 13, rue Soufflot.

TRANNIN (Henri), Docteur ès Sciences, ancien Préparateur à la Faculté des Sciences de Lille, à Arras.

TRIPIER (le Dr), 41, rue Cambon.

MM.

TROTIN, Ingénieur des télégraphes, 38, quai Henri IV.
TROUVÉ (**G.**), Constructeur d'instruments de précision, 14, rue Vivienne.
TULEU, Ingénieur, 58, rue Hauteville.

UCHARD (**A.**), Capitaine d'artillerie, 4, rue Maurepas, à Versailles.
UNIVERSITÉ DE SYDNEY (**New South Wales**).

VACHER (**Paul**), 45, rue de Sèvres.
VAGNIEZ BENONI, Négociant, 14, rue Lemerchier, à Amiens.
VALBY, Pharmacien de 1re classe, à Dijon.
VALETTE, Rédacteur au Journal « *Cosmos* », 8, rue François Ier.
VAN AUBEL (**Dr Edmond**), Membre de la Société de Physique de Berlin, 3, rue Royale (Ministère de la Guerre), à Bruxelles (Belgique).
VAN BIERVLIET (**Albert**), 39, rue des Joyeuses-Entrées, à Louvain.
VAN DENBROUCQUE, Professeur à l'Institution libre, à Marcq en Barœul (Nord).
VAN DER MENSBRUGGHE (**Gustave-Léonard**), Professeur de Physique mathématique à l'Université, 80, rue Coupure, à Gand (Belgique).
VAN DER VLIETH, Professeur de Physique à l'Université de St-Pétersbourg.
VARACHE, Professeur au Collège de Béziers.
VARENNE (**de**), Préparateur du Laboratoire de Physiologie générale au Muséum, 7, rue de Médicis.
VARIN, Professeur au Collège, à Nancy.
VASCHY, Ingénieur des Télégraphes, Répétiteur à l'École Polytechnique, 68, avenue Bosquet.
VAUCHERET, Colonel d'Artillerie, Directeur de la Section technique de l'Artillerie, 1, place Saint-Thomas-d'Aquin.
VAUTIER (**Théodore**), Chargé des conférences de Physique à la Faculté des Sciences, 30, quai Saint-Antoine, à Lyon.
VERDIN, Constructeur d'instruments pour la Physiologie et la Médecine, 7, rue Linné.
VERRIER (**Gabriel**), Ingénieur électricien, Ancien élève diplômé de l'École centrale et de l'École supérieure de Télégraphie, 13, boulevard Saint-Germain.
VIEILLE, Ingénieur des Poudres et Salpêtres, Répétiteur à l'École Polytechnique, 19, quai Bourbon.
VILLARS, Professeur au Lycée de Coutances.
VILLIERS (**Antoine**), Agrégé à l'École de Pharmacie, 30, avenue de l'Observatoire.
VILLY, Préparateur de Physique au Lycée Louis-le-Grand.
VIOLET (**Léon**), sous-directeur des ateliers Carpentier, 20, rue Delambre.
VIOLLE, Maître de conférences à l'École Normale, 89, boulevard Saint-Michel.
VION, Professeur à l'École primaire supérieure d'Amiens.
VLASTO (**Ernest**), Ingénieur, Administrateur de la Société anonyme de fabrication de produits chimiques, 14, rue des Écoles.

MM.

VOIGT, Professeur au Lycée, 30, rue des Gloriettes, à Lyon.

VOISENAT (Jules), Sous-Ingénieur des télégraphes, à Besançon.

WAHA (de), Professeur de Physique à Luxembourg (Grand-Duché de Luxembourg).

WALLON (E.), Professeur au Lycée Janson de Sailly, 65, rue de Prony.

WEISS (G.), Ingénieur des Ponts et Chaussées, Professeur agrégé de Physique à la Faculté de Médecine, 73, boulevard Saint-Michel.

WENDT (Gustave), Constructeur d'instruments de Physique (maison Hempel), 55, quai des Grands-Augustins.

WERLEIN (Ivan), Constructeur d'instruments d'Optique, 71, rue du Cardinal-Lemoine.

WEST (Émile), Ingénieur-Chimiste au Chemin de fer de l'Ouest, 13, rue des Saints-Pères.

WEYHER, Ingénieur, Administrateur-Directeur de la Société centrale de Construction de Machines, 36, rue Ampère.

WIEDEMANN (Eilhard), Professeur de Physique à Leipzig (Saxe).

WITZ (Aimé), Ingénieur civil, 104, boulevard Vauban, à Lille.

WOLF, Membre de l'Institut, Astronome à l'Observatoire de Paris, 1, rue des Feuillantines.

WUNSCHENDORFF, Ingénieur chargé de la construction des lignes souterraines, au Ministère des Postes et des Télégraphes, 92, rue de Rennes.

XAMBEU, ancien Professeur, 41, Grande-Rue, à Saintes.

YVON, Pharmacien, 7, rue de la Feuillade.

ZAHM (J.-A.), Professeur de Physique à l'Université Notre-Dame (Indiana) (États-Unis).

ZEGERS (Louis-L.), Ingénieur des Mines du Chili, Chacabuco, 57, à Santiago.

ZILOFF, Professeur de Physique à l'Université de Varsovie (Russie).

Juin 1889.

Prière d'adresser au Secrétaire général les rectifications et changements d'adresse.

TABLE DES MATIÈRES.

FIN DE LA TABLE DES MATIÈRES.

15030 Paris. — Imprimerie GAUTHIER-VILLARS ET FILS, quai des Grands-Augustins, 55.

